

ANNALEN DER PHYSIK

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH
F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF,
G. u. E. WIEDEMANN, P. DRUDE

VIERTE FOLGE
BAND 69 HEFT 2
DER GANZEN REIHE 374. BANDES 2. HEFT

KURATORIUM:
M. PLANCK, G. QUINCKE, W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT
HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und der Verlagsbuchhandlung entgegengenommen. Im Jahre 1922 erscheinen Bd. 67, 68 und 69 à 8 Hefte. Preis von Band 69 für Belgien, Luxemburg und Frankreich Fr. 47.—; Dänemark Kr. 20.—; England £ -19-; Finnland Marka 60.—; Holland fl. 11.—; Japan £ -19-; Italien Lire 60.—; Norwegen Kr. 24.—; Schweden Kr. 20.—; Schweiz Fr. 20.—; Spanien Pes. 24.—; U.S.A. \$ 4.—.

Inhalt.

	Seite
1. Eugen Stoll. Die Dispersion der Luft und ihrer Hauptbestandteile im Spektralintervall: 4388—9224 Å. E.	81
2. N. Kapzow. Über die Diffraktion Hertzscher Wellen in einem Rauggitter	112
3. W. Romanoff. Über selektive Absorption elektrischer Wellen in Dielektrika	125
4. H. Gieseler. Serienzusammenhänge im Bogenspektrum des Chroms	147

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **München, Leopoldstraße 91.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortgeschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.



D. R.-Pat. **Wommelsdorfsche** Neue Type

Kondensatormaschinen

Leistung wie 10—30 Influenzmaschinen
bei gleicher Scheiben-Größe und Zahl.

Idealer Laboratoriumsgenerator für Gleichstrom von
100—250 K.-V., Hochfrequenz, Röntgen, Braunsche Röhre.
Typen von 1—7 Scheiben mit einvakansierten Sektoren.

Berliner Elektros-Ges. m. b. H.
Berlin-Schöneberg, Mühlenstrasse 10

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 69.

1. Die Dispersion der Luft und ihrer Hauptbestandteile im Spektralintervall: 4388—9224 Å.-E.; von Eugen Stoll.

Inhalt: I. Einleitung. — II. Versuchsanordnung. — III. Methode der Messungen und deren nähere Beschreibung. — IV. Resultate der Messungen und deren gleichzeitige Vergleichung mit denen anderer Beobachter. 1. Dispersion von Luft. a) Laboratoriumsluft. b) Gartenluft. c) Verwertung der Luftrefraktionswerte zur Berechnung von Vakuumwellenlängen. 2. Dispersion von Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure. a) Sauerstoff (elektrolytisch). b) Sauerstoff in Bombe. c) Stickstoff aus dem Gasometer. d) Stickstoff in Bombe. e) Kohlensäure (aus der Bombe). — V. Die Genauigkeit der Messungen. — VI. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Die genaue Kenntnis der Refraktion und Dispersion der atmosphärischen Luft hat hauptsächlich praktisches Interesse. Bei allen genauen Wellenlängenbestimmungen ist sie für die nötigen Korrekturen unentbehrlich und für serientheoretische Arbeiten dient sie zur Berechnung der Vakuumwellenlängen und damit der Wellenzahlen.

Während für das sichtbare und das ultraviolette Spektralgebiet Messungen vieler Beobachter vorliegen¹⁾, ist dies für das

1) E. Ketteler, Pogg. Annalen 124. S. 390—406. 1865; L. Lorenz, Wied. Annalen 11. S. 70—103. 1880; E. Mascart, Ann. de l'école norm (2) 6. S. 9—78. 1877; Compt. Rend. 78. S. 617. 1874; J. Chappuis & Ch. Riviére, Ann. de Chim. et de Phys. (6) 14. S. 5—34. 1888. R. Benoît, Journ. de phys. (2) 8. S. 451. 1889; H. Kayser & C. Runge, Wied. Ann. Vol 50. S. 293. 1893; F. Perreau, Ann. de Chim. et de phys. (7) 7. S. 289—348. 1896; H. G. Gale, Phys. Review. 14. S. 1. 1902; G. W. Walker, Phil. Trans. 201. S. 435. 1903; W. Kaiser, Ann. der Physik 13. S. 210. 1904; L. Magri, Phys. Zeitschrift 6. S. 629. 1905; K. Scheel, Verhdlg. d. Deutsch. Phys. Ges. 9. S. 24. 1907; H. C. Rentschler, Astrophys. Journal 28. S. 345. 1908; C. u. M. Cuthbertson, Proc. Roy. Soc. of London 83. S. 151. 1910; G. Gruschke, S. A. Jahresb. Schles. Ges. f. Vaterl. Kultur Natura Sept. 1910; F. Ahrberg, Dissertation, Halle 1909; J. Koch, Nova Acta. Reg. Soc. Ups.

äußerste Rot und den photographisch gut erreichbaren Teil des Ultrarot nicht der Fall. Im ultraroten Spektralgebiete sind besonders die Messungen von John Koch (a. a. O.) zu erwähnen, der mit Steinsalzrefraktometer und Thermosäule die Refraktion der Luft für 6,7 und 8,7 μ bestimmte.

Während der Ausführung der vorliegenden Arbeit erschien eine Abhandlung des Bureau of Standards¹⁾, in der Messungen von $\lambda = 2218$ bis $\lambda = 9000$ Å.-E. mitgeteilt sind. Diese Messungen wurden mit einem Interferenzetalon nach Fabry and Perot ausgeführt, einer Methode, wie sie schon früher Rentschler und Howell (a. a. O.) benutzt hat.

Die von diesen Forschern gebrauchte Anordnung eignet sich indessen für Refraktionsbestimmungen nicht so gut wie die bekannte Jaminsche Methode, da der Abstand der versilberten Glas- oder Quarzplatten im allgemeinen nicht größer gemacht werden kann, als ca. 5 cm. Sie wird daher mit Vorteil besonders für solche Gase Anwendung finden, von denen nur geringe Mengen zur Verfügung stehen. Wenn die Messungen von Rentschler und Howell von denen anderer Beobachter stark abweichen, so liegt das wohl sicher an der benutzten Methode. Bei Rentschler betrug die Plattendistanz 0,78 cm, so daß im Maximum nur etwa 8 Interferenzringe gezählt werden konnten bei einer Druckdifferenz von einer Atmosphäre. Dieser Mangel wird nur teilweise ausgeglichen durch die große Schärfe der Interferenzstreifen. Dieselbe Ursache bewirkt wahrscheinlich auch die starken Differenzen in den Einzelmessungen der Arbeit von Meggers u. Peters (a. a. O.), wie am besten aus der S. 723 (a. a. O.) mitgeteilten Kurve ersichtlich ist. Trotz des umfangreichen Materials, das diese amerikanischen Forscher in ihrer durch die Güte der Druck- und Temperaturmessung ausgezeichneten Versuchsanordnung

S. 4. Vol. 2 (5). S. 32 1909; Annalen der Physik 17. S. 658. 1905; Arkiv för Mat., Astr. och Physik. 8. S. 20. 1912; M. Howell, Phys. Review. 6. S. 81. 1915; J. Dickey, Astroph. Journal. 45. S. 188. 1917; S. Loria & J. Patkowski, Bulletin de l'Acad. Cracovie A. Oktober S. 494. 1913.

1) „Measurements on the Index of Refraction of Air for Wave Lengths from 2218 Å to 9000 Å“ by W. F. Meggers and C. G. Peters, Bulletin of the Bureau of Standards. Washington, Vol. 14. No. 4. S. 695—740. 1919.

erzielten, schien es daher nicht zwecklos, im Interesse des ganzen Dispersionsverlaufes vom äußersten sichtbaren violetten bis in das photographisch noch gut erreichbare rote Spektralgebiet (von $\lambda = 4388$ bis 9224 \AA.-E.) Refraktionsmessungen auszuführen und zwar nach der bewährten Jaminschen Refraktometermethode, in der zuerst von Puccianti¹⁾ angegeben, von J. Koch²⁾ (a. a. O.) weiter ausgearbeiteten Methode. Dieselbe wurde auch neuerdings von W. Traub³⁾ und M. Kirn⁴⁾ im ultravioletten Spektralgebiete angewandt.

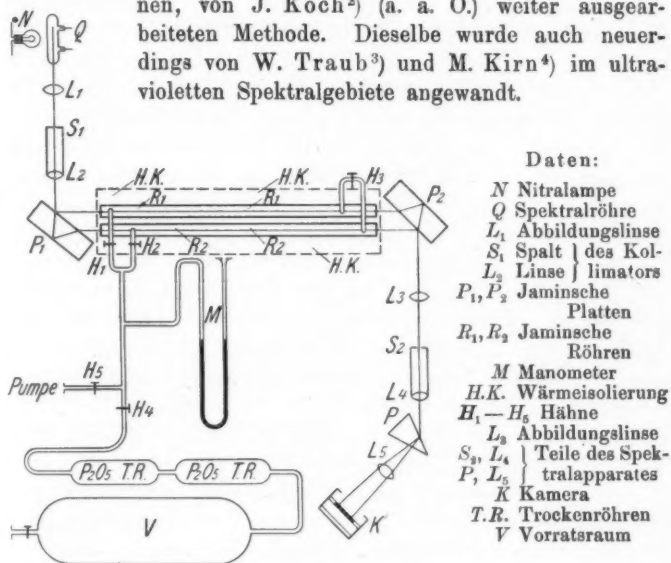


Fig. 1.

II. Versuchsanordnung.

Die benutzte Anordnung ist aus Fig. 1 ersichtlich. P_1 und P_2 sind die Platten des von Hilger in London gelieferten Refraktometers, R_1 und R_2 zwei horizontal liegende Glasröhren von gleicher Länge L , die durch sorgfältig ausgeführte kathetometrische Messungen zu $L = 499,96 \text{ mm}$ bestimmt wurde; diese

1) L. Puccianti, Il nuovo Cimento 2. S. 257, 1901 und Mem. Spett. Ital. 33. S. 133. 1904.

2) J. Koch, Nova Acta Reg. Soc. Ups. S. 4. Vol. 2. S. 32. 1909.

3) W. Traub, Ann. d. Phys. 61. S. 533—548. 1920.

4) M. Kirn, Ann. d. Phys. 64. S. 566. 1921.

Refraktometerröhren stammten gleichfalls von Hilger und waren durch Aufkitten mit planparallelen Glasplättchen verschlossen. Durch die Linse L_1 wurde die verwendete Lichtquelle (Spektralröhre oder Nitalampe) auf dem Spalte S_1 scharf abgebildet, der in der Brennebene des Objektivs L_2 sich befand. Die bei richtiger Justierung auftretenden horizontalen Interferenzstreifen wurden durch das mikrometrisch verschiebbare Objektiv L_3 auf dem Spalte S_2 des Spektralapparates scharf abgebildet, so daß man in der Brennebene des Kameraobjektivs L_5 das spektral zerlegte Interferenzbild erhielt. Auf der Mitte des Spaltes S_2 war ein Messingrähmchen mit dünnem Quarzfaden befestigt, der senkrecht zum Spalte S_2 verlief und als feste Marke für die Ausmessung der Interferenzstreifen diente. Die Röhren R_1 und R_2 konnten in der üblichen Weise durch Hähne miteinander, mit der Pumpe, dem Manometer M , sowie den Trockenröhren T mit anschließendem Vorratsraum V des zu untersuchenden Gases verbunden werden. Zur Erreichung konstanter Temperatur im Interferometer wurden die Röhren dicht in Watte gepackt. Zur Temperaturmessung diente ein in $0,1^0$ geteiltes Thermometer, das mit vier Baudinschen Thermometern verglichen worden war.

III. Methode der Messungen.

Nach einigen zur allgemeinen Orientierung dienenden kurzen Vorversuchen wurde mit der okularen Bestimmung des Absolutwertes des Brechungsexponenten von Luft (aus dem Laboratorium) im sichtbaren Teil des Heliumspektrums begonnen und dabei das übliche Versuchsverfahren eingeschlagen. Zur Beobachtung der Streifen diente ein Fernrohr, das mit einem Schraubenokularmikrometer von Zeiß ausgestattet war.

Beide Refraktometerröhren wurden, mit Laboratoriumsluft gefüllt, bei beständig geschlossenem Hahn H_3 auf ein Vakuum von 2 bis 0,2 mm Hg Druck anfangs mit einer Geryk-Ölpumpe, später mit einer Gaedeschen Kapselpumpe ausgepumpt, nachdem noch das Fadenkreuz im Zeißschen Okularmikrometer auf die Mitte eines Interferenzstreifens der als Standardlinie $\lambda = 5875,64 \text{ \AA.}$ -E. dienenden gelben Heliumlinie eingestellt war. Da das Okularmikrometer noch eine Messung von ca. $1/100$ Streifenbreite gestattete, konnte ein etwaiges, sehr geringes

Wandern der Streifen mit hinreichender Genauigkeit innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen (s. S. 108) festgestellt werden; Manometerstand, zugehörige Zimmer- und Röhrentemperatur, sowie Einstellung des Fadenmikrometers wurden beobachtet und hernach durch Öffnen des Hahnes H_4 langsam Luft in R_1 eingelassen, sodaß ein langsames Wandern der Interferenzstreifen durch das Fadenkreuz einsetzte. Sorgfältig wurde die Anzahl der vorbeiziehenden Streifen gezählt, bis in R_1 atmosphärischer Druck herrschte und damit die Streifenwanderung beendet war. Hierauf wurde etwa ein bis zwei Minuten zugewartet, bis jede Druckschwankung in R_1 , welches durch die Zuleitung und Trockenröhren mit der Laboratoriumsluft in Verbindung blieb, ausgeschlossen war, und sodann der noch übrige Bruchteil der durchgewanderten Streifen mit dem Okularmikrometer ermittelt. Nach erfolgter Zählung wurde wieder die Röhrentemperatur abgelesen und Hahn H_2 langsam geöffnet, bis auch R_2 wieder mit Luft von atmosphärischem Druck gefüllt und so die Anfangsstellung kontrolliert war. Damit war eine Messung der am Mikrometerfadenkreuz im ganzen vorbeigezogenen Streifen beendet, und der Absolutwert des Brechungsindex für die Linie 5875,64 Å.-E. konnte rechnerisch ermittelt werden nach der bekannten Formel¹⁾:

$$(n_0 - 1) \cdot 10^7 = \frac{N \cdot \lambda}{p_0 \cdot L} \cdot 760 (1 + \alpha \cdot t_i),$$

worin bedeutet:

$(n_0 - 1) \cdot 10^7$ die Refraktion für Luft von 0° C und 750 mm Hg.

N = Anzahl der gewanderten Streifen.

λ = die Vakuumwellenlänge des angewandten Lichtes.

1) Siehe F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, 12. Auflage. S. 294 ff. 1914. — St. Loria, Die Lichtbrechung in Gasen als physikalisches und chemisches Problem. Sammlung Vieweg, Heft 4. S. 25. 1914.

Die Beobachtungen von Posejpal (Ann. d. Phys. 53. S. 629. 1917) über die Druckabhängigkeit des Brechungsindex blieben dabei unberücksichtigt. Bei den in vorliegender Arbeit angewandten Drucken liegen aber die dadurch hervorgerufenen Abweichungen innerhalb der unten angegebenen Fehlergrenze. Zudem sind die Resultate Posejpal's noch keineswegs bestätigt und stehen im Widerspruch mit Messungen von J. Koch (a. a. O.).

p_0 = der auf 0° C reduzierte Manometerstand.

α = der thermische Ausdehnungskoeffizient (für Luft

$\alpha = 0,003670$).

t_i = die abgelesene Röhrentemperatur.

In der eben angedeuteten Weise wurden für jede gut sichtbare Spektrallinie acht bis zwölf Einzelzählungen vorgenommen und derart das Heliumspektrum von $\lambda = 4388 - 7065 \text{ \AA}$ -E. ausgemessen.

In Tabelle I sind einige Resultate dieser Messungen mitgeteilt.

Tabelle I.

Refraktionswerte in *Laboratoriumsluft* einer Zählung im sichtbaren *Heliumspektrum*.

In Luft λ	Druck P_0	Streifenzahl N	$(n_0 - 1) \cdot 10^7$ beobachtet	$(n_0 - 1) \cdot 10^7$ berechnet	Differenz beob.-ber.
4388	719,40	298,19	2955,60	2955,69	- 0,09.
4437	718,94	294,47	2953,64.	2953,81.	- 0,17.
4471	720,17	292,63	2952,49.	2952,56.	- 0,07.
4713	718,40	276,21	2944,50.	2944,48.	+ 0,02.
4921	719,54	264,35	2938,46.	2938,40.	+ 0,06.
5015	720,20	259,40.	2935,62.	2935,91.	- 0,29.
5047	720,80.	257,93.	2935,28.	2935,08.	+ 0,20.
5875	719,46.	219,92.	2918,50.	2918,41.	+ 0,09.
6678	719,45.	192,80.	2907,92.	2907,79.	+ 0,13.
7065	720,00	182,13.	2904,08.	2903,96.	+ 0,12.

Die beobachteten Resultate, nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgewertet, ergeben die folgende Dispersionsformel:

$$(n_0 - 1) \cdot 10^7 = 2871,40 + \frac{16,2304}{\lambda^2} \quad (\lambda \text{ in } \mu).$$

Dieselbe ist vom einfachen Cauchyschen Typus und gleicht der von Scheel¹⁾ für trockene, kohlensäurehaltige Luft gefundenen:

$$(n_0 - 1) \cdot 10^7 = 2870,50 + \frac{16,230}{\lambda^2}.$$

In den obigen Zählungen war der thermische Ausdehnungskoeffizient der Luft, nach Chappuis und Regnault, zu

1) K. Scheel, Verhandlungen der Deutschen Phys. Ges. 9. S. 24. 1907.

$\alpha = 0,003670$ angenommen; die Röhrentemperatur wurde zu $18,70^\circ \text{C}$, die Zimmertemperatur zu $20,0^\circ \text{C}$ bestimmt.

Für die in den Zählungen erreichte Genauigkeit mag folgendes, der Linie 4471 \AA -E. angehörendes Beispiel dienen:

$$\frac{(n_0 - 1) \cdot 10^7}{\begin{array}{cc} 2952,58 & 2952,49 \\ 2952,54 & 2952,53 \\ 2952,56 & 2952,55 \end{array}}$$

so daß der mittlere Beobachtungsfehler jedenfalls $0,01 \text{ Proz.}$ nicht übersteigt.

Die Bestimmung des absoluten Brechungsexponenten für irgend eine Wellenlänge benötigt also neben der genauen Kenntnis von Druckvariation, der Temperatur des Versuchsgases und der Länge der Refraktometerröhren insbesondere die Ermittlung der Zahl der Interferenzen für die verschiedenen Wellenlängen bei der betreffenden Druckänderung in einer der Röhren. Indessen erfordert das Abzählen der Interferenzen für die einzelnen Wellenlängen viel Mühe und Zeit und zudem muß für jede Zählung ein vollständiger Versuch ausgeführt werden. Nach der von J. Koch¹⁾ vervollkommenen Methode Pucciantis²⁾ kann die Ermittlung der Dispersion des Gases wesentlich vereinfacht werden, falls man nur für eine *einzig*e Wellenlänge eine Absolutbestimmung des Brechungsexponenten ausführt. Da diese Methode selbst in der Arbeit von Koch nicht eingehend besprochen worden ist (auch die Arbeit von W. Traub³⁾ verzichtet auf eine vollständige Darstellung), darf wohl hier eine ausführliche Beschreibung Platz finden.

Nähere Beschreibung der Meßmethode.

In beiden Refraktometerröhren R_1 und R_2 möge gleiche Gasdichte herrschen und das Refraktometer so justiert sein, daß der dem Gangunterschied Null entsprechende achromatische Streifen gerade auf dem Quarzfaden des Spaltes S_2 abgebildet wird. Bei Beleuchtung mit weißem Licht — es kam bei diesen Versuchen immer eine Nitralampe in Verwendung — sieht man auf der Mattscheibe der Kamera (oder der Brennebene des

1) J. Koch, a. a. O.

2) L. Puccianti, a. a. O.

3) W. Traub, a. a. O.

Fernrohrobjektivs) das spektral zerlegte Interferenzbild: eine „graphische Darstellung“ des Zusammenhanges zwischen Gangunterschied und Wellenlänge. Die hellen gegen das violette Ende konvergierenden Kurven entsprechen bestimmten Gangunterschieden. Die horizontale Symmetrielinie bildet der spektral zerlegte achromatische Streifen. Durch ihn zieht sich als dunkle Linie das Bild des Quarzfadens auf dem Spalte S_2 . Die Form der „Kurven gleichen Gangunterschiedes“, die sich in der eben skizzierten Nullstellung zeigt, ist in Fig. 3 wiedergegeben, die der Vergrößerung der photographischen Aufnahme Nr. 48 entspricht. Die Interferenzstreifen der Heliumlinien sind darauf gut erkennbar. Die jedem Streifen zukommende „Ordnungszahl“ ist beige geschrieben; denn jeden Streifen kennzeichnen wir durch eine Ordnungszahl, die den Gangunterschied der interferierenden Strahlen in Wellenlängen angibt. Da nun bei langsam erfolgender Druckänderung in der Röhre R_1 die Wanderungsgeschwindigkeit der Streifen mit abnehmender Wellenlänge wächst, so biegen sich die ursprünglich (in der Nullage) nahezu horizontalen Interferenzstreifen merklich vom roten gegen den violetten Spektralteil durch und gehen mit zunehmendem Druckunterschied in R_1 gegenüber R_2 in ein schiefes Streifensystem über, den horizontalen Quarzfasen unter immer größerem Richtungswinkel, in beständig engerem gegenseitigem Abstände, schneidend. Jedem Streifen entspricht wieder eine bestimmte ganze Ordnungszahl N , und es läßt sich leicht aus der photographischen Aufnahme der Sinn der Zählung bzw. die Wanderungsrichtung der Interferenzen ablesen.

Wird nun außer dem kontinuierlichen Grund auch noch das Spektrum irgend einer selektiv emittierenden Lichtquelle aufgenommen, so treten die horizontalen Interferenzen in jeder Linie deutlich hervor.

In irgend einer als Standardlinie dienenden Spektrallinie, hier He 5875,64 Å.-E. mögen die S. 86 erwähnten vorläufigen Zählungen vorgenommen sein, so daß man zum voraus aus den Druck- und Temperaturdaten leicht die angenäherte Zahl der für dieses λ gewanderten Streifen kennt. (Ein Fehler in einer Einheit ist dabei ausgeschlossen.) Im Interferenzstreifensystem dieser Linie kennt man also dann die Ordnungszahlen jedes Streifens und mit Hilfe der schiefen Interferenzstreifen

im kontinuierlichen Grund kann man durch einfaches Abzählen der Streifen längs der Quarzfadenlinie die Ordnungszahl für jede beliebige Wellenlänge bestimmen. Dies ist aus Fig. 3b ersichtlich, in der die zugehörigen Ordnungszahlen angegeben sind.

Zu der genauen Bestimmung der Brechungsexponenten für verschiedene λ genügt also ein angenäherter Wert von N für eine Standardlinie und die genaue Bestimmung der Bruchteile der gewanderten Streifen, während die ungefähre ganze Zahl der gewanderten Streifen aus der Photographie zu ersehen ist. Der große Vorteil der Methode liegt darin, daß man aus einer Photographie den ganzen Dispersionsverlauf im Versuchsgase erhält; dadurch ist auch die große Genauigkeit der relativen Brechungsexponenten bedingt.

Die Bruchteile der gewanderten Streifen wurden aus den beiden Aufnahmen 1 und 2 mit einem Zeißschen Komparator bestimmt. Fällt der Quarzfaden in Aufnahme 1 mit einer Stelle der Ordnungszahl $O + \Delta_1$, auf Aufnahme 2 mit einer Stelle der Ordnungszahl $N + \Delta_2$ zusammen, so ist die Anzahl der gewanderten Interferenzstreifen offenbar: $N_x = N + \Delta_2 - \Delta_1$. Hierbei sind Δ_1 und Δ_2 die genannten Bruchteile, N die Ordnungszahl des noch vollständig über den Quarzfaden gewanderten Streifens. Die Bestimmung von Δ_1 und Δ_2 geschah in folgender Weise: In Figur 2a sei das Interferenzstreifensystem

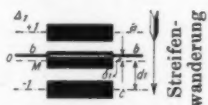


Fig. 2a.

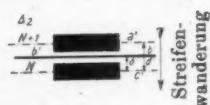


Fig. 2b.

einer Linie gegeben. Die Ablesung der Mitte des oberen Interferenzstreifens $+1$ sei a , die Einstellung des Quarzfadens b , diejenige des untern Interferenzstreifens c , wobei $c > b > a$ sein möge. Dann ist die Mitte des achromatischen Streifens M gegeben durch

$$\frac{a + c}{2},$$

die Entfernung des Quarzfadens von M :

$$\delta_1 = \frac{a + c}{2} - b.$$

Diese Entfernung ist, in Bruchteilen eines Interferenzstreifens ausgedrückt, offenbar:

$$\left| A_1 = \frac{\delta_1}{d_1} = \frac{\frac{a+c}{2} - b}{\frac{a+c}{2}} \right|$$

Die Ordnungszahl des Quarzfadens ist in Fig. 2 b offenbar:

$$N + A_2 = N + \frac{d'}{\delta'},$$

wobei: $\delta' = c' - b'$; $d' = c' - a'$ ist.

Somit ergibt sich die Zahl der gewanderten Streifen zu:

$$N_z = N + \frac{\delta'}{d'} - \frac{\delta_1}{d_1}.$$

Photographische Aufnahme No. 48.
in „Laboratoriumsluft“.

8. Oktober 1920.
10⁰⁰ – 1⁰⁰ nachts.

Daten: Reduzierter Manometerstand : $p_0 = 719,26$ mm Hg.
Laboratoriumstemperatur : $t_a = 18,00^\circ$ C.
Röhrentemperatur : $t_i = 18,01^\circ$ C.
Röhrenlänge : $L = 499,96$ mm.
Thermischer Ausdehn. Koeffizient = 0,003670.

Komparatorische Ausmessung der Streifenbruchteile an den Linien:

$$\lambda = 5875,64 \text{ \AA.-E.}$$

$$\lambda = 6678,15 \text{ \AA.-E.}$$

I. A_1 .
– 1) 56,3928. b) 56,0210. + 1) 55,7230.
+ 1) 55,7230. o) 56,0579. – 1) 56,3928.
o) 56,0579. $\delta_1 = 0,0369$. $d_1 = 0,3349$.

$$A_1 = \frac{\delta_1}{d_1} = \frac{0,0369}{0,3349} = + 0,11.$$

I. A_1 .
– 1) 56,4074. b) 56,0210. – 1) 56,4074.
+ 1) 55,6714. o) 56,0394. + 1) 55,6714.
o) 56,0394. $\delta_1 = 0,0184$. $d_1 = 0,3680$.

$$A_1 = \frac{\delta_1}{d_1} = \frac{0,0184}{0,3680} = + 0,05.$$

II. A_2 .
N) 61,3125. b) 61,1508. N + 1) 60,9825.
N + 1) 60,9825. N) 61,3125.

$$d' = 0,3300. \delta' = 0,1617.$$

$$A_2 = \frac{\delta'}{d'} = \frac{0,1617}{0,3300} = + 0,49.$$

II. A_2 .
M) 61,2446. b) 61,1506. N + 1) 60,8846.
N + 1) 60,8846. N) 61,2446.

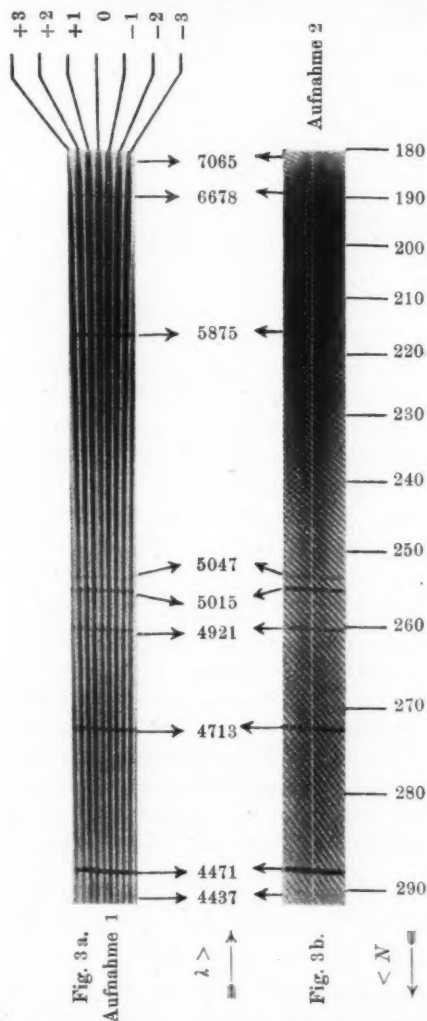
$$d' = 0,3600. \delta' = 0,0940.$$

$$A_2 = \frac{\delta'}{d'} = \frac{0,0940}{0,3600} = + 0,26.$$

Da nun in der Linie 5875 bei 1 mm Druckdifferenz in den Röhren eine Streifenwanderung von 0,3064 Streifen beobachtet wurde, wanderten in dieser Linie $N = 0,3064 \cdot 719,26 = 220, \dots$ ganze Streifen. Somit wird $N_z = N + A_2 - A_1 = 220 + 0,49 - 0,11$
 $N_z = 220,38$.

Eine Abzählung der schiefen Streifen in Aufnahme 2 längs. des Quarzfadens von 5875–6678 ergibt, daß bei obigem Druckunterschied in 6678 27 Streifen weniger wanderten als in 5875. Somit wird hier $N_z = N + A_2 - A_1 = 193 + 0,26 - 0,05$
 $N_z = 193,21$.

Folgendes Beispiel möge die Methode klar machen:



Photographische Aufnahme Nr. 48.

Fig. 3.

Für eine derartige Messung wurden im allgemeinen fünf Aufnahmen gemacht. Nachdem beide Röhren R_1 und R_2 , mit-

einander kommunizierend, bis auf das maximal erreichbare Vakuum ausgepumpt waren, wurde Hahn H_6 geschlossen, Manometerstand, Zimmer- und Röhrentemperatur abgelesen und durch Justieren einer Refraktometerplatte der achromatische Streifen zur ungefähren Koinzidenz mit dem Quarzfaden gebracht. Um die schiefen Interferenzen im kontinuierlichen Spektrum genügend scharf zu erhalten, darf man nur bis zu einer gewissen Spaltbreite gehen, die durch Vorversuche ermittelt war und für jeden Versuch an der Spektraltrummel eingestellt werden konnte. Nach diesen Einstellungen erfolgten die Aufnahmen:

1. Exposition des kontinuierlichen Spektrums der Nitralampe bei evakuierten kommunizierenden Röhren.
2. Exposition des Helium- oder Argonspektrums bei gleichen Bedingungen.
3. a) Expos. d. kontinuierl. Spektr. } bei maxim. Druckunter-
 b) „ „ He-o. Argon-Spektr. } schied in beiden Röhren.
4. Aufnahme der selektiven Spektren allein ohne kontinuierlichen Grund bei den Bedingungen wie in 3.
5. Exposition wie in 1. oder 2. bei luftgefüllten kommunizierenden Röhren.

Auf einer Platte wurden bisweilen drei derartige vollständige Versuchsreihen aufgenommen (also 15 Einzelaufnahmen), was besonders bei gut sensibilisierten Platten von großem Vorteil war.

Die Expositionszeiten schwankten zwischen 10 Sekunden und 30 Minuten; für die äußersten ultraroten Linien 9123 und 9224 Å.-E. mußte bis zu 45 Minuten belichtet werden. Als Plattenmaterial fanden für das sichtbare Gebiet gewöhnlich Panchromatic von Wratten und Wainright, für das ultrarote Gebiet Dicyaninbadeplatten Verwendung. Die Dicyaninplatten wurden nach dem von K. W. Meißner¹⁾ angegebenen Rezept hergestellt und meist innerhalb 24 Stunden nach der Herstellung exponiert und entwickelt.

Von den Aufnahmen wurden nur die schärfsten für die Messungen zugelassen.

1) K. W. Meißner, Ann. d. Phys. 50. S. 713. 1916.

Die dabei verwendeten Spektrallinien sind aus den Tabellen mit den Resultaten der Messungen zu ersehen.

Die starken Argonlinien: 7503,87, 8006,16, 8103,69,
7514,65, 8014,79, 8115,31,

fanden keine Verwendung, da der Prismenapparat diese Linien zu wenig trennte, so daß die zugehörigen Interferenzen kaum voneinander geschieden waren.

Als Grundlinie für die Zählung, d. h. Ermittlung der ganzen Zahl der gewanderten Streifen diente die Heliumlinie 5875,64 Å.-E., an die aber auch die Argonlinie 7067 Å.-E. angeschlossen war; von ihr ging man gewöhnlich bei den ultraroten Messungen aus.

IV. Resultate der Messungen und deren Vergleich mit denen anderer Beobachter.

1. Dispersion von Luft.

Die untersuchte Luft entstammte in der ersten Versuchsreihe dem Laboratorium („Laboratoriumsluft“), in der zweiten Versuchsreihe wurde sie dem Institutsgarten entnommen („Gartenluft“). Die Luft wurde in mehreren Trockenröhren mit CaCl_2 und P_2O_5 von ihrem Wasserdampfe befreit, doch wurde ihr der CO_2 -Gehalt als wesentlicher Bestandteil dieses Gasgemisches gelassen.

a) Laboratoriumsluft.

Tabelle II enthält die Zusammenstellung der ausgeführten besten Messungen in diesem Versuchsgase. Bei einem red. Drucke von $p_0 = 719,30 \text{ m/m} \cdot \text{Hg}$, $t_i = 18,06^\circ \text{ C}$ Röhrentemperatur wurden in der Linie 5875 Å.-E.: 220,35 Streifen beobachtet. Die Mittelwerte der beobachteten Einzelwerte lassen sich gut durch die einfache Cauchysche Dispersionsformel: $(n_0 - 1) \cdot 10^7 = 2871,66 + \frac{16,163}{\lambda^2}$ mit im ganzen Dispersionsverlaufe minimalen Abweichungen zwischen Beobachtung und Rechnung wiedergeben.

b) Gartenluft.

Nach demselben Verfahren wurden mehrere Versuche in Gartenluft unternommen. Zu diesem Zwecke wurde die Apparatur dahin abgeändert, daß an die frisch eingefüllten Trockenröhren

eine Bleirohrschlange¹⁾ angeschlossen wurde, die sich in einem Wasserbad von Zimmertemperatur befand und von der eine aus dickem Glasrohr bestehende Leitung durch eine Bohrung im Fensterrahmen nach dem Institutsgarten führte. Diese Leitung endigte im Freien in ca. 2 m Höhe über dem Boden und war sorgfältig auf Dichthalten geprüft. Vor Beginn der Versuche wurde während 3 Stunden durch die ganze Leitung, die Kühlschlange, Trockenröhren und den Interferenzapparat zur Spülung der Apparatur atmosphärische Luft angesaugt. Da die Exposition von Aufnahme 2, 3 und 4 mit sensibilisierten Platten je bis zu 50 Minuten beanspruchte, hatte bei Nachtaufnahmen die in der Leitung inkl. Trockenröhren befindliche Luft genügend Zeit, die Temperatur des umgebenden Raumes anzunehmen, so daß man, durch mehrfache Kontrollmessungen der Röhrentemperatur hierin bestätigt, sicher war vor Temperaturschwankungen während der dreistündigen Versuchsdauer. Bei einem Drucke von $p_0 = 720,00$ mm Hg und $t_i = 18,0^\circ$ C Röhrentemperatur wurden in der gelben Heliumlinie 220,76 Streifen gemessen.

Die Mittelwerte der Beobachtungen ergaben als Dispersionsverlauf die Formel:

$$(n_0 - 1) \cdot 10^7 = 2871,87 + \frac{16,170}{\lambda^2}.$$

Ein Vergleich der in beiden Luft-, „Arten“ erhaltenen, in den Tab. II und III mitgeteilten Resultate zeigt, daß die der Gartenluft angehörenden Absolutwerte die in Laboratoriumsluft entsprechenden durchschnittlich um 2—3 Einheiten in der ersten Dezimale des Refraktionswertes: $(n_0 - 1) \cdot 10^7$ übertreffen, was auch in den Konstanten der beiden einander nahezu äquivalenten Dispersionsformeln zum Ausdruck kommt. Dementsprechend ist der Verlauf der Dispersion in Gartenluft fast parallel dem in Lab.-Luft. Die nahezu konstante Wertedifferenz ist wohl dem in Lab.-Luft gegenüber Gartenluft verminderten O_2 - und entsprechend erhöhten CO_2 -Gehalte zuzuschreiben. Die Tabellen zeigen im allgemeinen sehr gute Übereinstimmung der einzelnen Absolutwerte untereinander. Die Abweichungen der beobachteten von den jeweils berechneten Werten sind so

1) Im folgenden kurz „Kühlschlange“ bezeichnet.

Tabelle II.
Refraktion in Laboratoriumsluft.

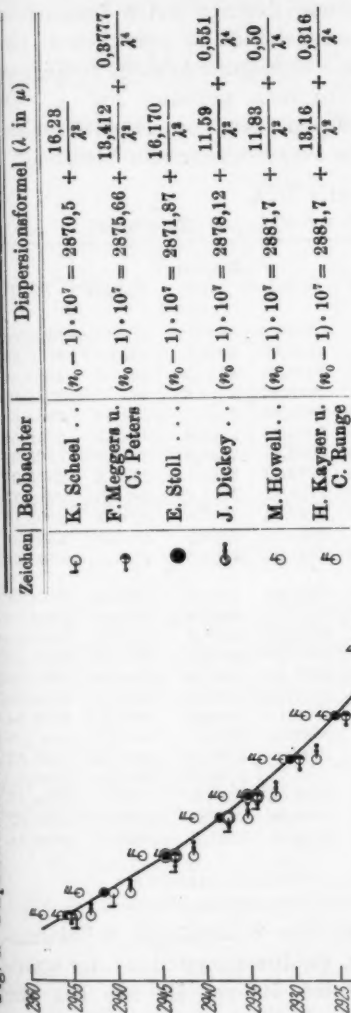
Wellen- längen	1	2	3	4	5	6	7	8	beob. Mittel	berechn.	Diffe- renz beob.-ber.
4388,100	2955,66	2955,64	2955,67	2955,60	2955,62	2955,64	2955,60	2955,60	2955,63	2955,60	+ 0,03
4487,713	2953,65	2953,67	2953,66	2953,68	2953,65	2953,66	2953,68	2953,68	2953,66	2953,73	+ 0,07
4471,482	2952,45	2952,48	2952,45	2952,48	2952,47	2952,44	2952,46	2952,46	2952,46	2952,50	- 0,04
4713,143	2944,47	2944,42	2944,40	2944,43	2944,48	2944,45	2944,42	2944,45	2944,44	2944,42	+ 0,02
4921,918	2938,38	2938,42	2938,42	2938,40	2938,42	2938,44	2938,40	2938,38	2938,41	2938,38	+ 0,03
5015,752	2935,71	2935,68	2935,73	2935,71	2935,70	2935,68	2935,72	2935,67	2935,70	2935,91	- 0,21
5047,816	2935,20	2935,18	2935,12	2935,14	2935,17	2935,10	2935,10	2935,11	2935,14	2935,09	+ 0,05
5875,640	2918,46	2918,49	2918,48	2918,46	2918,48	2918,44	2918,52	2918,51	2918,48	2918,48	—
6678,150	2907,94	2907,91	2907,93	2907,90	2907,94	2907,98	2908,07	2907,93	2907,95	2907,90	+ 0,05
7065,200	2904,10	2904,07	2904,10	2904,10	2904,09	2904,13	2904,19	2904,10	2904,11	2904,12	- 0,01
7281,810	—	2902,10	2902,08	2902,08	—	2902,10	2902,13	2902,18	2902,12	2902,14	- 0,02
7030,230	2904,38	2904,40	2904,33	2904,39	2904,42	2904,37	2904,39	2904,36	2904,38	2904,36	+ 0,02
7067,218	2904,04	2904,08	2904,04	2904,10	2904,06	2904,09	2904,08	2904,02	2904,08	2904,02	+ 0,06
7147,036	2903,34	2903,30	2903,38	2903,36	2903,38	2903,34	2903,30	2903,32	2903,34	2903,30	+ 0,04
7272,940	2902,22	2902,23	2902,20	2902,16	2902,20	2902,18	2902,15	2902,19	2902,19	2902,20	- 0,01
7383,978	2901,32	2901,34	2901,32	2901,38	2901,30	2901,36	2901,40	2901,38	2901,35	2901,32	+ 0,03
7636,107	2899,36	2899,38	2899,37	2899,38	2899,39	2899,39	2899,37	2899,33	2899,37	2899,39	- 0,02
7723,760	2898,68	2898,69	2898,63	2898,70	2898,74	2898,60	2898,60	2898,60	2898,65	2898,67	- 0,02
7948,177	2897,24	2897,20	2897,29	2897,23	2897,22	2897,27	2897,28	2897,27	2897,25	2897,25	—
8264,521	2895,30	2895,32	2895,30	2895,35	2895,32	2895,30	2895,28	2895,31	2895,30	2895,33	- 0,03
8521,480	2894,03	2894,03	2894,01	2894,00	2894,05	2894,01	2894,04	2894,02	2894,02	2893,92	+ 0,10
8667,953	2893,16	2893,11	2893,17	2893,20	2893,14	2893,12	2893,18	2893,15	2893,15	2893,17	- 0,02
9125,000	2891,06	2891,04	2891,07	2891,05	2891,06	2891,05	2891,05	2891,10	2891,06	2891,08	- 0,02
9224,515	2890,68	2890,67	2890,73	2890,69	2890,70	2890,68	2890,72	2890,73	2890,70	2890,67	+ 0,03

Tabelle III.
Refraktion in Gartenluft.

Wellen- längen	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	beob. Mittel	be- rechnet	Diffe- renz beob.-ber.
4888,100	2955,80	2955,84	2955,89	2952,88	2955,84	—	—	—	—	—	2955,85	2955,85	+ 0,00
4497,713	2953,90	2953,88	2953,93	2953,84	2953,85	—	—	—	—	—	2953,88	2953,98	- 0,10
4471,482	2952,62	2952,65	2952,69	2952,67	2952,71	—	—	—	—	—	2952,68	2952,74	- 0,06
4713,143	2944,65	2944,68	2944,64	2944,60	2944,65	—	—	—	—	—	2944,64	2944,66	- 0,02
4921,918	2938,56	2938,59	2938,56	2938,58	2938,59	—	—	—	—	—	2938,58	2938,62	- 0,04
5015,732	2935,84	2935,88	2935,92	2935,88	2935,94	—	—	—	—	—	2935,89	2936,15	- 0,24
5047,516	2935,38	2935,34	2935,38	2935,39	2935,36	—	—	—	—	—	2935,37	2935,35	+ 0,04
5875,640	2918,74	2918,78	2918,74	2918,72	2918,77	—	—	—	—	—	2918,75	2918,71	+ 0,04
6678,150	2908,16	2908,18	2908,16	2908,20	2908,20	—	—	—	—	—	2908,18	2908,13	+ 0,05
7065,200	2904,30	2904,35	2904,37	2904,34	2904,35	—	—	—	—	—	2904,34	2904,27	+ 0,07
7281,810	2902,36	2902,30	2902,37	2902,36	2902,36	—	—	—	—	—	2902,35	2902,37	- 0,02
7030,230	2904,58	2904,60	2904,64	2904,60	2904,66	2904,64	2904,62	2904,60	2904,62	2904,62	2904,62	2904,59	+ 0,03
7087,218	2904,30	2904,30	2904,36	2904,36	2904,34	2904,32	2904,36	2904,30	2904,36	2904,34	2904,34	2904,26	+ 0,08
7147,036	2903,58	2903,52	2903,58	2903,59	2903,52	2903,50	2903,54	2903,58	2903,59	2903,60	2903,56	2903,53	+ 0,03
7272,94	2902,40	2902,38	2902,44	2902,40	2902,44	2902,38	2902,42	2902,40	2902,46	2902,47	2902,42	2902,44	- 0,02
7388,978	2901,58	2901,56	2901,58	2901,54	2901,50	2901,52	2901,58	2901,56	2901,57	2901,52	2901,55	2901,53	+ 0,02
7635,107	2899,56	2899,58	2899,60	2899,56	2899,54	2899,58	2899,64	2899,64	2899,66	2899,64	2899,60	2899,61	- 0,01
7723,760	2898,95	2898,93	2898,92	2898,96	2898,93	2898,94	2898,96	2898,92	2898,94	2898,94	2898,94	2898,98	- 0,04
7948,177	2897,48	2897,50	2897,44	2897,50	2897,48	2897,52	2897,51	2897,46	2897,52	2897,57	2897,50	2897,47	+ 0,03
8284,521	2895,50	2895,49	2895,50	2895,46	2895,54	2895,52	2895,54	2895,52	2895,54	2895,57	2895,52	2895,54	- 0,02
8521,480	2894,20	2894,28	2894,24	2894,24	2894,25	2894,26	2894,28	2894,28	2894,29	2894,28	2894,26	2894,14	+ 0,12
8697,953	2893,40	2893,34	2893,44	2893,36	2893,40	2893,38	2893,42	2893,36	2893,37	2893,33	2893,38	2893,39	- 0,01
9123,000	2891,35	2891,31	—	—	—	2891,28	2891,28	2891,30	2891,30	2891,26	2891,30	2891,30	+ 0,00
9224,515	2890,90	2890,92	—	—	—	2890,96	2890,96	2890,98	—	2890,94	2890,94	2890,97	+ 0,07

Geochronological: 1989 - 1991 & E.

Fig. 4. Dispersionsverlauf in trockener, kohlenstoffhaltiger Luft. Spektralintervall: 4888—9284 Å.-E.



minimal, daß die erhaltenen Dispersionsformeln eine sehr gute Berechnung der beobachteten Resultate innerhalb des gesamten untersuchten Spektralgebietes zulassen.

Um einen Vergleich bisher durchgeführter Dispersionsbestimmungen mit den hier mitgeteilten zu ermöglichen, sind in Tab. IIIa die Ergebnisse der wichtigsten Arbeiten zusammengestellt. Einen größeren Überblick gestattet Fig. 4. Die Werte sind aus den beigefügten, dem jeweils untersuchten Spektralgebiete angehörenden Dispersionsformeln berechnet.

Tabelle IIIa.
Der Refraktion in Luft von 0° C. und 760 mm Hg.

Wellen- längen	Kayser und Range	Cuth- bertson	Howell	Dickey	Meggors und Peters	Scheel	Stoll
4388	2958,57	2968,33	2956,61	2953,18	2955,5	2954,8	2955,85
4437	2956,66	2966,34	2955,30	2951,17	2953,5	2952,9	2953,88
4471	2955,39	2964,83	2953,37	2949,87	2952,2	2951,7	2952,68
4713	2947,32	2955,77	2945,09	2941,46	2943,7	2943,6	2944,64
4921	2941,36	2949,15	2937,35	2935,33	2937,4	2937,5	2938,58
5015	2938,00	2946,48	2936,73	2932,89	2934,91	2935,0	2935,89
5047	2938,10	2945,61	2934,83	2932,09	2934,1	2934,2	2935,37
5875	2922,46	2928,35	2920,55	2916,32	2917,80	2917,5	2918,75
6678	2912,78	2917,92	2910,74	2906,88	2907,6	2906,9	2908,18
7065	2909,40	2914,21	2907,41	2903,55	2904,0	2903,0	2904,34
7281	2907,63	2912,41	2905,79	2901,94	2902,3	2901,1	2902,35
7030	2909,60	2914,52	2907,69	2903,83	2904,0	2903,34	2904,62
7067	2909,31	2914,19	2907,39	2903,54	2903,8	2903,0	2904,34
7147	2908,66	2913,51	2906,78	2902,92	2903,4	2902,27	2903,56
7273	2907,70	2912,49	2905,86	2902,00	2902,3	2901,18	2902,42
7383	2906,90	2911,62	2905,08	2901,23	2901,50	2900,30	2901,55
7635	2905,20	2909,82	2903,46	2899,62	2899,80	2898,3	2899,60
7723	2904,62	2909,23	2902,93	2899,10	2899,2	2897,7	2898,94
7948	2903,30	2907,83	2901,68	2898,35	2897,3	2896,19	2897,50
8265	2901,64	2906,06	2900,09	2896,27	2896,10	2894,20	2895,52
8521	2900,41	2904,77	2898,94	2895,13	2894,80	2892,60	2894,26
8667	2899,76	2904,09	2898,33	2894,52	2894,2	2892,1	2893,36
9123	2897,66	2902,40	2896,64	2892,84	2892,2	2890,00	2891,30
9224	2897,59	2901,82	2896,29	2892,51	2891,9	2889,57	2890,94

c) Verwertung der Luftrefraktionswerte
zur Berechnung der Vakuumwellenlängen.

Zur Umrechnung internationaler Wellenlängen in Vakuumwellenlängen ist es notwendig, die Brechungsindizes der atmosphärischen Luft von 15° C und 760 mm Hg aus den für 0° C und 760 mm Hg bestimmten abzuleiten. Die Umrechnung erfolgt durch die Beziehung:

$$\frac{n_0 - 1}{d_0} = \frac{n_t - 1}{d_t}.$$

Tabelle IIIb.

Dispersionsformeln

für trockene, kohlensäurehaltige Luft von 0° C und 760 mm Hg.

Beobachter	Formel	Untersuchtes Spektralgebiet
	$(n_0 - 1) \cdot 10^7 = (\lambda \text{ in } \mu)$	
Kayser u. Runge (1893)	$2881,7 + \frac{13,16}{\lambda^2} + \frac{0,316}{\lambda^4}$	2360—5630 Å.-E.
Scheel (1907)	$2870,5 + \frac{16,23}{\lambda^2}$	4358—7056 Å.-E.
Cuthbertson (1910)	$2885,4 + \frac{13,38}{\lambda^2} + \frac{0,50}{\lambda^4}$	4861—6563 Å.-E.
Howell (1915)	$2881,7 + \frac{11,83}{\lambda^2} + \frac{0,50}{\lambda^4}$	2652—6678 Å.-E.
Dickey (1917)	$2878,12 + \frac{11,59}{\lambda^2} + \frac{0,551}{\lambda^4}$	2493—6401 Å.-E.
Bureau of Standards (1918)	$2875,66 + \frac{13,412}{\lambda^2} + \frac{0,3777}{\lambda^4}$	2218—9000 Å.-E.
Stoll (1922)	$2871,87 + \frac{16,1700}{\lambda^2}$	4388—9224 Å.-E.

Aus der oben mitgeteilten, alle Messungen gut darstellenden Dispersionsformel für Gartenluft wurde so die auf 15° C und 760 mm Hg reduzierte Formel ermittelt:

$$(n - 1) \frac{760 \text{ mm}}{15^\circ} \cdot 10^7 = 2721,96 + \frac{15,321}{\lambda^2}$$

und aus ihr die Refraktionswerte für die von 100 zu 100 Å.-E. fortschreitenden λ -Werte bestimmt.

$$\text{Es ist: } \lambda_{\text{vac.}} = \lambda_{\text{Int.}} \cdot n_{15^\circ}^{760}$$

$$\lambda_{\text{vac.}} = \lambda_{\text{Int.}} + \left\{ n_{15^\circ}^{760} - 1 \right\} \cdot \lambda_{\text{Int.}}$$

$$\lambda_{\text{vac.}} = \lambda_{\text{Int.}} + \Delta \lambda.$$

Die Tabelle IV enthält neben den Refraktionswerten $(n - 1) \frac{760}{15^\circ} \cdot 10^7$ in der dritten Kolonne die für die Umrechnung nötigen $\Delta \lambda$, die also zu den jeweiligen $\lambda_{\text{Int.}}$ -Werten zu addieren sind.

Tabelle IV.
 Refraktion der atm. Luft bei 15° C. und 760 mm Hg.
 Wellenlängenkorrektur auf Vakuum.

Wellen- längen	$(n_{15} - 1) \cdot 10^7$	Korrektions- glied	Diffe- renz $\cdot 10^4$	Wellen- längen	$(n_{15} - 1) \cdot 10^7$	Korrektions- glied	Diffe- renz $\cdot 10^4$
4000	2817,75	1,1271	263	7000	2753,24	1,9273	269
4100	2813,13	1,1534	263	7100	2752,36	1,9542	269
4200	2808,84	1,1797	264	7200	2751,52	1,9811	269
4300	2804,85	1,2061	264	7300	2750,72	2,0080	270
4400	2801,12	1,2325	264	7400	2749,95	2,0350	270
4500	2797,64	1,2589	265	7500	2749,31	2,0620	269
4600	2794,39	1,2854	265	7600	2748,49	2,0889	269
4700	2791,34	1,3119	265	7700	2747,81	2,1158	270
4800	2788,48	1,3384	266	7800	2747,15	2,1428	269
4900	2785,79	1,3650	266	7900	2746,52	2,1697	270
5000	2783,26	1,3916	266	8000	2745,91	2,1967	270
5100	2780,88	1,4182	267	8100	2745,32	2,2237	270
5200	2778,64	1,4449	267	8200	2744,75	2,2507	270
5300	2776,52	1,4716	267	8300	2744,01	2,2777	270
5400	2774,52	1,4983	267	8400	2743,68	2,3047	270
5500	2772,63	1,5250	267	8500	2743,17	2,3317	270
5600	2770,83	1,5517	267	8600	2742,68	2,3587	270
5700	2769,14	1,5784	267	8700	2742,21	2,3857	270
5800	2767,52	1,6051	268	8800	2741,73	2,4127	270
5900	2765,99	1,6319	268	8900	2741,31	2,4397	270
6000	2764,53	1,6587	268	9000	2740,82	2,4667	271
6100	2763,15	1,6855	268	9100	2740,41	2,4938	271
6200	2761,83	1,7123	268	9200	2740,07	2,5209	270
6300	2760,57	1,7391	268	9300	2739,68	2,5479	271
6400	2759,38	1,7659	269	9400	2739,31	2,5750	270
6500	2758,23	1,7928	269	9500	2738,94	2,6020	270
6600	2757,14	1,8197	269	9600	2738,59	2,6290	271
6700	2756,10	1,8466	269	9700	2738,25	2,6561	271
6800	2755,10	1,8735	269	9800	2737,92	2,6832	271
6900	2754,15	1,9004	269	9900	2737,60	2,7103	271
7000	2753,24	1,9273	269	10000	2737,29	2,7374	271

2. Dispersion von Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure.

Mit der gleichen Anordnung und Methode wurden auch die Dispersionsmessungen der drei Hauptbestandteile der atmosphärischen Luft: Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure vorgenommen. Eine kurze Beschreibung der Herkunft und Reinigung dieser Gase, sowie die Vergleichung der gewonnenen Resultate mit den Ergebnissen anderer Autoren sollen genügen.

a) Sauerstoff (elektrolytisch).

Die Herstellung dieses Gases erfolgte in einem zweckmäßig abgeänderten Hoffmannschen Apparate. Der bei einer

Stromstärke von 2,5—4,5 Amp. entwickelte Sauerstoff wurde in einem ca. 2 Liter fassenden, vorher mit Sauerstoff aus der Stahlbombe gespülten und dann evakuierten Vorratsgefäß gesammelt. Aus diesem wurde das Gas zur Befreiung von etwaigem Ozon durch verschiedene, mit Gummiabfällen gefüllte Röhren und Waschflaschen geleitet, die Kaliumjodidstärke-lösungen enthielten. Von hier konnte das Gas durch die Kühlschlange und mehrere frisch gefüllte Trockenröhren mit CaCl_2 und P_2O_5 in die Interferometerröhren gelangen. Die endgültigen Versuche wurden erst begonnen, nachdem die ganze Apparatur mehrere Tage lang mit elektrolytischem Sauerstoff durchgespült war. Chemische Reaktionen zeigten sich während der ganzen Versuchsdauer in der Gasreinigungsapparatur nicht. Die in der Standardlinie $\lambda = 5875,64 \text{ \AA.-E.}$ öfter nachkontrollierte Zählung ergab eine Wanderung von 210,77 Streifen, bei 743,78 mm Hg reduziertem Druck und einer Röhrentemperatur von $19,98^\circ \text{C}$ und $20,0^\circ$ Zimmertemperatur. Der thermische Ausdehnungskoeffizient wurde nach Jolly zu $\alpha = 0,003670$ gewählt.

Die endgültigen Resultate sind aus Tabelle V ersichtlich.

Die berechneten Werte liefert die zweigliedrige Cauchy-sche Dispersionsformel:

$$(n_0 - 1) \cdot 10^7 = 2650,86 + \frac{20,074}{\lambda^2};$$

ein Vergleich der erhaltenen Mittelwerte mit den nach der Dispersionsformel Cuthbertsons¹⁾:

$$(n_0 - 1) = \frac{3,397 \cdot 10^{27}}{12807 \cdot 10^{27} - n^2}$$

berechneten Daten zeigt durchweg gute Übereinstimmung.

C. und M. Cuthbertson bestimmten die Refraktion in reinem Sauerstoff im Spektralgebiete von $\lambda = 6563\text{—}4861 \text{ \AA.-E.}$, nach einer von Rentschler (a. a. O.) angegebenen, aber etwas abgeänderten Methode. Das Gas entstammte reinem K_2CO_3 , war frei von Ozon und von verunreinigenden Mischbestandteilen.

Im Hinblick auf die großen Diskrepanzen in dem bisher vorliegenden Beobachtungsmaterial (vgl. etwa die Zusammen-

1) C. u. M. Cuthbertson, Proc. Royal Soc. (A) 83. S. 164. 1909.

Tabelle V.
Refraktion in elektrolytischem Sauerstoff.

Wellen- längen	1	2	3	4	5	6	Mittel	berechnet	Differenz beob.-ber.	Cuth- bertson berechnet
4388	2755,09	2755,05	2755,10	2755,12	—	—	2755,09	2755,11	- 0,02	2758,48
4437	2752,69	2752,87	2752,86	2752,86	—	—	2752,87	2752,79	+ 0,08	2751,30
4471	2751,38	2751,39	2751,45	2751,38	—	—	2751,40	2751,28	+ 0,14	2749,20
4718	2741,24	2741,20	2741,16	2741,19	—	—	2741,20	2741,28	- 0,08	2737,50
4921	2733,60	2733,44	2733,54	2733,50	—	—	2733,52	2733,72	- 0,20	2730,20
5015	2730,48	2730,44	2730,40	2730,45	—	—	2730,44	2730,65	- 0,21	2728,40
5047	2729,42	2729,46	2729,39	2729,42	—	—	2729,42	2729,64	- 0,22	2728,00
5875	2709,10	2709,04	2709,05	2709,05	—	—	2709,06	2709,38	+ 0,03	2708,30
6678	2695,96	2695,92	2695,94	2695,90	—	—	2695,93	2695,87	+ 0,06	2695,60
7065	2690,98	2690,94	2691,06	2691,06	—	—	2691,01	2691,08	- 0,07	2691,40
7281	2688,78	2688,76	2688,82	2688,80	—	—	2688,79	2688,72	+ 0,07	2688,80
7030	2691,46	2691,54	2691,48	2691,52	2691,54	2691,46	2691,50	2691,48	+ 0,02	2691,30
7067	2691,20	2691,12	2691,15	2691,14	2691,09	2691,20	2691,15	2691,05	+ 0,10	2691,35
7147	2690,84	2690,38	2690,27	2690,34	2690,33	2690,32	2690,33	2690,16	+ 0,17	2690,10
7273	2688,94	2688,94	2688,86	2688,98	2688,79	2688,90	2688,90	2688,99	- 0,09	2688,90
7383	2686,70	2686,68	2686,69	2686,74	2686,76	2687,72	2687,75	2687,68	+ 0,04	2687,80
7635	2685,48	2685,37	2685,22	2685,30	2685,30	2685,43	2685,35	2685,80	+ 0,05	2685,40
7723	2684,64	2684,70	2684,56	2684,60	2684,53	2684,63	2684,61	2684,51	+ 0,10	2684,70
7948	2682,43	2682,46	2682,40	2682,42	2682,46	2682,45	2682,46	2682,64	- 0,18	2683,00
8264	2680,27	2680,35	2680,24	2680,14	2680,36	2680,38	2680,29	2680,25	+ 0,04	2680,70
8521	2678,62	2678,53	2678,48	2678,54	2678,52	2678,49	2678,53	2678,48	+ 0,05	2678,48
8667	2677,64	2677,65	2677,60	2677,64	2677,58	2677,61	2677,62	2677,58	+ 0,04	2678,10
9123	2674,94	2674,96	2675,04	2675,04	2675,03	2674,99	2675,00	2674,98	+ 0,02	2675,60
9224	2674,44	2674,54	2674,54	2674,54	2674,48	2674,52	2674,51	2674,45	+ 0,06	2675,20

stellung bei Loria (a. a. O.) S. 45) muß diese Übereinstimmung mit C. und M. Cuthbertson als eine sehr gute gelten.

Die sorgfältigen Messungen J. Kochs¹⁾, die allerdings mehr zur Bestimmung der Refraktion im Ultrarot unternommen wurden, lassen leider keine direkte Vergleichung zu, da er für seine Versuche Sauerstoff einer Stahlbombe entnahm und über die Zusammensetzung oder Herstellung des Gases keine Mitteilung macht. Seine Werte sind im Gebiete $\lambda = 4360-6708 \text{ \AA.-E.}$ um ca. 14 Einheiten der 7. Stelle kleiner als die hier angegebenen. Dieser Unterschied ließe darauf schließen, daß sein Sauerstoff elektrolytisch hergestellt und mit Wasserstoff verunreinigt war.

Daß ein geringer Prozentgehalt eines Fremdgases die Refraktionswerte bedeutend ändern kann, zeigen die Messungen, die mit der hier beschriebenen Anordnung an Bombensauerstoff gewonnen wurden.

b) Sauerstoff aus der Bombe.

Aus der Stahlbombe wurde dieses Gas durch die Kühlschlange und mehrere Trockenröhren in den Interferenzapparat geleitet. Bei einem gewöhnlich angewandten Maximaldruck von $p_0 = 765,00 \text{ mm Hg}$ wanderten in der Standardlinie $5875,64 \text{ \AA.-E.}$: $218,30$ Streifen bei einer Röhrentemperatur von $t_i = 18,44^\circ \text{ C.}$ Der thermische Ausdehnungskoeffizient wurde wie in dem vorigen Versuchsgas zu $0,003670$ gewählt.

Dieser Sauerstoff war durch Luftverflüssigung gewonnen und enthielt ca. 96 proz. reinen Sauerstoff und ca 4 proz. reinen Stickstoff.

Natürlich wurden an diesem Gas nur wenig Messungen ausgeführt. Tabelle VI gibt die Mittelwerte sämtlicher Messungen.

Die Anwendung der Mischregel ergab übrigens unter der Voraussetzung, daß das Bombengas aus Sauerstoff und Stickstoff zusammengesetzt sei, die mit den gasanalytischen Angaben des Sauerstoffwerkes übereinstimmenden Gehalte von 96 Proz. O_2 und 4 Proz. N_2 .

1) J. Koch, Nova Acta Reg. Soc. Ups. Ser. 4. 2. (5) S. 32. 1909.

Tabelle VI.
Refraktion in Sauerstoff in Bombe.

Wellenlänge	Mittelwerte	Wellenlänge	Mittelwerte
4388	2766,36	7030	2702,42
4437	2764,09	7067	2701,88
4471	2762,45	7147	2701,04
4718	2752,38	7278	2699,54
4921	2744,65	7383	2698,44
5015	2741,58	7635	2696,11
5047	2740,66	7723	2694,91
5875	2719,88	7948	2693,15
6678	2706,86	8265	2690,52
7065	2701,76	8521	2688,67
7281	2699,62	8667	2687,79
		9123	2685,14
		9224	2684,68

c) Stickstoff aus dem Gasometer.

Zur Herstellung möglichst reinen Stickstoffs wurde das Gas der Stickstoffbombe entnommen, durch Waschflaschen mit Pyrogallol in alkalischer Lösung und über glühendes Kupferdrahtnetz zur Absorption etwaigen Sauerstoffs geleitet und im Gasometer aufgefangen. Aus diesem gelangte das Gas durch eine weitere zweckentsprechende Reinigungsapparatur in die Kühlschlange und durch mehrere mit P_2O_5 angefüllte Trockenröhren in die Interferometerröhren. Eine mehrmals nachgeprüfte Zählung in der Standardlinie 5875 Å.-E. ergab: 220,20 Streifen bei 716,83 mm Hg und 19,47° C Röhrentemperatur. Der Ausdehnungskoeffizient wurde nach Jolly zu 0,0036750 gewählt.

Tabelle VII veranschaulicht den ganzen Dispersionsverlauf, dem rechnerisch die Formel zugrunde liegt:

$$(n_0 - 1) \cdot 10^7 = 2907,27 + \frac{22,65}{\lambda^2}.$$

Die gute Übereinstimmung mit den nach der Scheelschen Interpolationsformel:

$$(n_0 - 1) \cdot 10^7 = 2906,10 + \frac{22,47}{\lambda^2}$$

gerechneten Daten ist augenscheinlich. Mit diesen zeigt sich ein vollkommen paralleler, um die nahezu konstante Wertzu-

Tabelle VII.
Refraktion in Stickstoff. (Ans dem Gasometer).

Wellen- längen	1	2	3	Mittel	berechnet	Differenz beob.-berech.	Scheel berechnet	Cuthbertson berechnet
4888	3024,90	3024,92	3024,86	3024,89	3024,90	- 0,01	3022,80	3027,90
4437	3022,29	3022,87	3022,36	3022,34	3022,28	+ 0,06	3020,20	3025,90
4471	3020,55	3020,53	3020,57	3020,55	3020,55	+ 0,00	3018,48	3024,60
4713	3009,25	3009,28	3009,22	3009,25	3009,23	+ 0,02	3007,25	3016,40
4921	3000,72	3000,74	3000,85	3000,77	3000,79	- 0,02	2998,85	3010,50
5015	2997,53	2997,56	2997,53	2997,54	2997,50	+ 0,24	2995,42	3005,00
5047	2996,15	2996,11	2996,13	2996,13	2996,16	- 0,03	2994,29	3007,10
5675	2972,94	2972,91	2972,85	2972,90	2972,88	+ 0,02	2971,19	2990,60
6678	2958,04	2958,04	2957,98	2958,02	2958,06	- 0,04	2956,48	2980,20
7065	2952,61	2952,64	2952,62	2952,63	2952,65	- 0,02	2951,10	2976,30
7281	2950,02	2950,03	2949,98	2950,01	2949,99	+ 0,02	2948,48	2974,00
7030	2953,11	2953,10	2953,12	2953,11	2953,10	+ 0,01	2951,57	2976,60
7067	2952,62	2952,60	2952,58	2952,60	2952,62	- 0,02	2951,09	2976,80
7147	2951,61	2951,63	2951,59	2951,61	2951,61	+ 0,00	2950,09	2975,60
7273	2950,00	2950,14	2950,13	2950,09	2950,09	+ 0,00	2948,58	2974,50
7383	2948,82	2948,84	2948,86	2948,84	2948,81	+ 0,03	2947,31	2973,60
7635	2946,15	2946,12	2946,15	2946,14	2946,12	+ 0,02	2944,65	2971,70
7723	2945,19	2945,21	2945,14	2945,18	2945,24	- 0,06	2943,77	2971,20
7948	2943,11	2943,12	2943,10	2943,11	2943,12	- 0,01	2941,67	2969,80
8265	2940,42	2940,38	2940,49	2940,43	2940,43	+ 0,00	2939,00	2967,90
8521	2938,44	2938,46	2938,45	2938,45	2938,46	- 0,01	2937,04	2966,50
8667	2937,39	2937,46	2937,38	2937,41	2937,42	- 0,01	2936,01	2965,20
9123	2934,36	2934,42	2934,50	2934,43	2934,48	- 0,05	2933,10	2963,70
9224	2933,73	2933,84	2933,83	2933,80	2933,88	- 0,08	2932,51	2963,80

nahme von 1,6 Einheiten erhöhter Dispersionsgang, während die aus:

$$(n_0 - 1) = \frac{5,0345 \cdot 10^{27}}{17095 \cdot 10^{27} - n^2}$$

erhaltenen Resultate Cuthbertsons besonders nach dem Ultraroten hin stark gesteigerte Abweichungen erkennen lassen.

Loria¹⁾ gibt in tabellarischer Übersicht 5 schlecht miteinander übereinstimmende Meßreihen in Stickstoff; so gering ist die Anzahl der voneinander unabhängigen diesbezüglichen Refraktionsmessungen. In teilweise gutem Einklang mit Cuthbertsons Daten sind die von J. Koch beobachteten Resultate.

d) Stickstoff in Bombe.

Wie bei Sauerstoff wurden auch für Stickstoff einige Messungen an dem der Stahlbombe direkt entnommenen Gas durchgeführt. Dieses gelangte aus der Bombe durch die Kühlschlange und Trockenröhren in dem Jaminschen Apparat. Die Zählung in der gelben Linie ergab bei: $p_0 = 765,10$ und $t_i = 18,67^\circ \text{C}$ 238,1 Streifen. Als Ausdehnungskoeffizient wurde wieder 0,003675 angenommen.

Tabelle VIII gibt nur die beobachteten Mittelwerte sämtlicher Messungen. Dieses Versuchsgas stammte aus demselben Werk wie der technische Sauerstoff und enthielt nach den gasanalytischen Angaben 99,5—99,9 proz. reinen Stickstoff. Unter der Annahme, daß die Bombe neben Stickstoff noch geringe Mengen von Sauerstoff aufweise, ergab die Anwendung der Mischregel auf vorliegende Refraktionswerte in guter Übereinstimmung mit der Gasanalyse einen Gehalt von 99,5 Proz. Stickstoff und 0,5 Proz. Sauerstoff in der Bombe. Dementsprechend zeigt die folgende Tabelle einen durchweg guten Dispersionsgang, der, in den Absolutwerten um die nahezu konstante Größe von 1,3 Einheiten gegenüber den in Tabelle VII gegebenen Daten erniedrigt, demjenigen in Stickstoff aus dem Gasometer parallel läuft.

1) St. Loria, Die Lichtbrechung in Gasen als physikalisches und chemisches Problem. Sammlung Viehweg, Heft 4. S. 47. 1914.

Tabelle VIII.

Wellenlänge	Mittelwerte	Wellenlänge	Mittelwerte
4388	3023,54	7030	2951,74
4437	3020,89	7067	2951,30
4471	3019,15	7147	2950,28
4713	3007,88	7273	2948,70
4921	2999,39	7383	2947,48
5015	2995,92	7635	2944,81
5047	2994,83	7723	2943,92
5875	2971,53	7948	2941,85
6678	2956,70	8265	2939,10
7065	2951,32	8521	2937,10
7281	2948,61	8667	2936,06
		9123	2933,14
		9224	2932,49

e) Kohlensäure.

Für die Messungen an Kohlensäure wurde das Gas einer Stahlbombe entnommen und in der beschriebenen Weise in die Interferometerrohre geleitet. Die provisorische Zählung der bei $p_0 = 762,11$ mm Hg $t_i = 19,19^\circ$ C. für die Linie $5875,64 \text{ \AA}$ -E. durchgewanderten Streifen ergab 357,74; für α wurde der Wert von Chappuis: 0,003716 gewählt.

Die erhaltenen Werte können in dem beobachteten Intervall gut durch die Formel dargestellt werden:

$$(n_0 - 1) \cdot 10^7 = 4406,97 + \frac{29,584}{\lambda^3}$$

und sind in Tabelle IX wiedergegeben.

Die Werte von C. u. M. Cuthbertson¹⁾ entstammen ihrer neuesten Arbeit über Kohlensäure und sind aus der dort angegebenen Dispersionsformel:

$$(n_0 - 1) = \frac{6,2144 \cdot 10^{27}}{14097 \cdot 10^{27} - n^2}$$

berechnet.

Mit den ebenfalls sehr zuverlässigen Messungen von J. Koch²⁾ stimmen die hier mitgeteilten auch sehr gut überein. Es handelt sich um vier Werte:

1) C. u. M. Cuthbertson, Proc. of the Roy. Soc. of London A. 97. 1920.

2) J. Koch, Arkiv för Mat., Astr. och Fysik 8. 20. 1912.

λ	$(n_0 - 1) \cdot 10^7$	
	Koch	Stoll
4359	4563	4562,7
5461	4506	4506,2
5896	4492	4492,1
6708	4471	4472,7

V. Die Genauigkeit der Messungen.

Es erübrigt noch, einiges über die in der vorliegenden Arbeit erreichte Genauigkeit zu sagen.

Die der Messung zugrunde liegende Refraktionsgleichung lautete:

$$(n_0 - 1) = \frac{N \cdot \lambda}{p_0 \cdot L} \cdot 760 \cdot (1 + \alpha t).$$

Daraus ergibt sich die Fehlergleichung:

$$\frac{d n_0}{n_0 - 1} = \frac{d N}{N} + \frac{d p}{p} + \frac{d L}{L} + \frac{d t}{1 + \alpha t}.$$

Nun sind die abgeschätzten *maximalen* Beobachtungsfehler der einzelnen Größen:

$$\begin{aligned} d N &= 0,01, & N &= \text{ca. } 200, & d p &= 0,02, & p &= \text{ca. } 730, \\ d L &= 0,02, & L &= 500, & d t &= 0,02, & t &= 18^\circ \text{ C} \end{aligned}$$

somit beträgt der maximale Fehler einer Einzelmessung:

$$d n_0 = 5 \cdot 10^{-8}.$$

Der durchschnittliche Gesamtbeobachtungsfehler in der Absolutbestimmung der Brechungsexponenten ist somit: $4 - 5 \cdot 10^{-8}$; d. h. die erhaltenen Resultate sind richtig bis auf: *4—5 Einheiten in der achten Dezimale*. In der relativen Wertbestimmung beträgt der Beobachtungsfehler, da dann der Beobachtungsfehler in der Längenbestimmung wegfällt, im Maximum: $2,9 \cdot 10^{-8}$, d. h. $0,01\%$. Damit stimmt die hier erreichte Genauigkeit mit der von anderen Beobachtern gewonnenen gut überein. W. Traub bekommt gleichfalls: $0,01\%$ in der Relativbestimmung, während J. Koch den mittleren Beobachtungsfehler seiner Relativbestimmungen auf weniger als $0,01\%$ angibt. Den Absolutwert bestimmt Koch in seinen

Tabelle IX.
Refraktion in Kohlensäure in Bombe.

Wellen- längen	1	2	3	4	Mittel	berechnet	Differenz beob.-ber.	Cuthbertson
4388	4560,78	4560,71	4560,73	4560,78	4560,75	4560,81	+ 0,14	4559,4
4437	4557,19	4557,18	4557,15	4557,24	4557,19	4557,19	+ 0,00	4556,0
4471	4554,69	4554,72	4554,67	4554,72	4554,70	4554,79	- 0,23	4553,7
4713	4540,22	4540,21	4540,25	4540,16	4540,21	4540,15	+ 0,06	4538,7
4921	4529,80	4529,88	4529,88	4529,80	4529,82	4529,09	+ 0,23	4527,8
5015	4524,86	4524,89	4524,84	4524,85	4524,88	4524,65	+ 0,23	4523,2
5047	4523,28	4523,30	4523,30	4523,32	4523,30	4523,07	+ 0,23	4521,5
5375	4492,98	4493,05	4492,95	4492,94	4492,98	4492,66	+ 0,32	4491,5
6878	4473,16	4473,08	4473,16	4473,12	4473,13	4473,31	- 0,18	4472,3
7065	4465,93	4465,92	4465,89	4465,92	4465,94	4466,24	- 0,30	4465,3
7281	4462,74	4462,72	4462,71	4462,74	4462,73	4462,76	- 0,03	4462,1
7030	4466,69	4466,60	4466,66	—	4466,65	4466,33	- 0,18	4466,0
7067	4465,95	4465,94	4466,05	—	4465,98	4466,20	- 0,22	4465,0
7147	4464,87	4464,86	4464,88	—	4464,87	4464,89	- 0,02	4464,0
7273	4462,87	4462,75	4462,74	—	4462,79	4462,90	- 0,11	4462,3
7383	4461,11	4461,07	4461,09	—	4461,09	4461,23	- 0,14	4460,5
7385	4458,02	4457,87	4458,08	—	4457,99	4457,72	+ 0,25	4457,0
7723	4456,69	4456,76	4456,80	—	4456,75	4456,56	+ 0,19	4456,1
7948	4453,64	4453,70	4453,61	—	4453,65	4453,80	- 0,15	4453,5
8265	4450,34	4450,46	4450,28	—	4450,36	4450,28	+ 0,08	4450,0
8521	4447,80	4447,62	4447,53	—	4447,65	4447,41	+ 0,24	4447,4
8667	4446,07	4446,14	4446,28	—	4446,16	4446,25	- 0,09	4446,23
9123	4442,29	4442,34	4442,42	—	4442,34	4442,52	- 0,18	4442,4
9224	4441,37	4441,50	4441,48	—	4441,45	4441,74	- 0,23	4441,4

Dispersionsmessungen im Ultravioletten nicht genau. Auch Scheel gibt den mittleren Beobachtungsfehler seiner Refraktionsbestimmungen nicht an; die maximale Abweichung zwischen Beobachtung und Rechnung beträgt bei ihm: $2 \cdot 10^{-7}$. C. und M. Cuthbertson, die in ihrer neuesten Publikation über Kohlensäure nach der Jaminschen Interferometermethode arbeiteten und für die grüne Hg-Linie 5461 Å.-E. 4 Doppelexperimente jeweils bei zu- und abnehmendem Drucke ausführten, erreichten für den Refraktionswert einen Genauigkeitsgrad von 0,08%. Meggers und Peters bestimmen den Gesamtbeobachtungsfehler ebenfalls nicht genau; derselbe dürfte aber den von Cuthbertson angegebenen wohl noch übersteigen; den wahrscheinlichen Fehler zwischen Beobachtung und Rechnung geben sie folgendermaßen an:

Bei den Messungen	0° C zu 3,8	} Einheiten im Werte der Refraktion: ($n_0 - 1$) $\cdot 10^7$.
" "	15° C zu 3,1	
" "	30° C zu 2,9	

VI. Zusammenfassung.

In vorliegender Arbeit wurden Refraktionsmessungen in Luft und deren Hauptkomponenten nach der Jaminschen Methode im Spektralgebiet: 4388—9224 Å.-E. ausgeführt.

Die für reine „Gartenluft“ gefundenen Werte lassen sich sehr gut durch die Interpolationsformel:

$$(n_0 - 1)_{0^\circ}^{760} \cdot 10^7 = 2871,87 + \frac{16,170}{\lambda^2}. \quad (\lambda \text{ in } \mu)$$

darstellen. Ihre Umrechnung auf 15° C und 760 mm Hg gestattet, eine Tabelle aufzustellen für Wellenlängenreduktion auf das Vakuum.

Der kleine Unterschied, der für die Refraktionswerte in „Laboratoriumsluft“ und „Gartenluft“ gefunden wurde, fällt für diese Umrechnung außer Betracht.

Die Resultate für Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure sind, soweit sich Vergleiche anstellen lassen, in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren.

Die in den Messungen erreichte Genauigkeit von ($n_0 - 1$) beträgt für die Absolutbestimmung ca. 0,02%, für die Relativbestimmungen (Dispersionsmessung) ca. 0,01%.

Ein Teil der in vorliegender Arbeit benötigten Apparate war aus Mitteln der *Stiftung für wissenschaftliche Forschung an der Universität Zürich* beschafft. Es ist mir eine angenehme Pflicht, Hrn. Prof. Dr. Edgar Meyer für die gütige Überlassung der Instrumente und sein stets bereitwilliges Entgegenkommen in jeder meine Arbeit betreffenden Angelegenheit herzlich zu danken. Insbesondere spreche ich Hrn. Privatdozent Dr. K. W. Meissner für die Anregung zu dieser Arbeit und seine reiche Unterstützung, die er mir während meiner ganzen Arbeitszeit in so freundlicher Weise zuteil werden ließ, meinen herzlichen Dank aus.

Zürich, Physikalisches Institut der Univ., Juni 1922.

(Eingegangen 19. Juni 1922.)

2. *Über die Diffraktion Hertzscher Wellen in einem Raumgitter;* *von N. Kapzov.*

(In der Sitzung der Moskauer Lebedewschen Physikalischen Gesellschaft
am 23. Dezember 1920 vorgetragen.)

Seitdem die ersten Kristallröntgenogramme von M. Laue erhalten sind und das Röntgenstrahlenspektrometer von Vater und Sohn Braggs erbaut worden ist, ist das Raumgitter — aus den Atomen oder Ionen eines Kristalls bestehend — ein ebenso wichtiges Mittel der Spektralanalyse geworden wie das gewöhnliche flache oder konkave Gitter. Deshalb scheint es von Interesse zu sein, ein Raumgitter von sichtbaren Dimensionen zu erbauen und experimentel das Studium der Diffraktionserscheinungen in solch einem Gitter bei verschiedener Beschaffenheit und Form der Gitterelemente und verschiedener Gitterstruktur vorzunehmen.

Hr. Prof. W. Romanoff hat mir vorgeschlagen die Diffraktion der kurzen Hertzschen Wellen in einem Raumgitter zu studieren und den Versuch zu machen experimentell nachzuweisen, daß die Diffraktion der elektromagnetischen Wellen in einem räumlichen Resonatoren-gitter ein Bild ergibt, welches analog den Erscheinungen ist, die beim Durchdringen der Röntgenstrahlen durch ein Kristall stattfinden.¹⁾

1. Die Versuchsanordnung und die Apparate.

Im Fokus eines sphärischen Metallspiegels *S* (Fig. 1) — Öffnung 60 cm, Radius 54 cm — befindet sich der Vibrator *O*. Das parallele Strahlenbündel, welches vom Spiegel gegeben

1) Daß es „möglich sein dürfte“, zu diesen Erscheinungen „ein elektromagnetisches Analogon nachzuweisen“, weist schon K. F. Lindman in *Ann. d. Phys.* 45. S. 603. (1914) nach.

wird, ist durch das Diaphragma D abgegrenzt und fällt, nachdem es vom Raumgitter G abgelenkt oder „reflektiert“ worden ist, auf die Glaslinse L . Im Fokus dieser Linse befindet sich der Resonator R , welcher mit einem mit dem Galvanometer T verbundenen Thermoelement versehen ist.

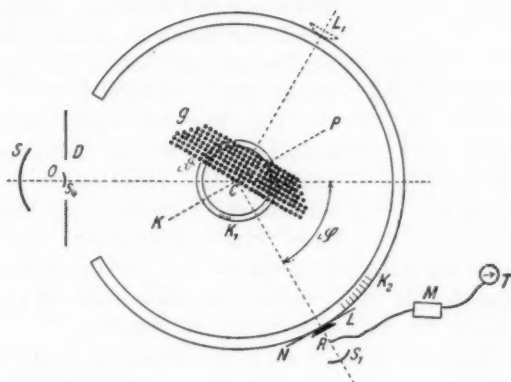


Fig. 1.

Das Gitter G und die Linse L sind um die Vertikalachse C drehbar aufgestellt, und ihre jeweiligen Längen werden an den in Grade eingeteilten Kreisen K_1 und K_2 abgezählt. Durch die Ablesung der Galvanometeraussschläge bei verschiedenen Lagen des Gitters G und der Linse L wird die Richtung und die relative Intensität der vom Gitter G abgelenkten oder „reflektierten“ Strahlen ermittelt, welche verschiedenen Einfallswinkeln zwischen primärem Strahlenbündel und Gitter entsprechen.

Um die Wellenlänge λ unabhängig von der Beobachtung der Diffractionerscheinungen im Gitter zu messen, wurde ein Paar Boltzmannsspiegel¹⁾ S_1 (Fig. 2) im Wege des primären parallelen Strahlenbündels aufgestellt. Das von den Spiegeln S_1 reflektierte Strahlenbündel wurde mittels des flachen Spie-

1) L. Boltzmann Wied. Ann. 40. S. 349 (1890); J. Klemenčič und P. Czermak, Wied. Ann. 50. S. 174. 1893.

gels S_2 ¹⁾ auf die Linse L geworfen. In ähnlicher Weise war es möglich die Wellenlänge in einem Strahlenbündel zu messen, welches vom Gitter „reflektiert“ wurde, bevor es die Boltzmannspiegel traf.

Die Elektroden des *Vibrators* (je 3 mm lang und 2 mm Durchmesser) sind aus reinem Wolframdraht²⁾ angefertigt und befinden sich in Petroleum. Die Funkenstrecke ist durch einen Schraubengang regulierbar und betrug bei den Versuchen 0,02—0,03 mm.³⁾

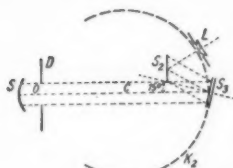


Fig. 2.

Der Vibrator wurde von einem Induktorium (30 cm Funkenstrecke) geladen, das Induktorium — vom städtischen Wechselstrom mit Benutzung eines Simonunterbrechers bei einer

Stromstärke von 5 Ampere gespeist. Das rechtwinklige Metall-diaphragma D (Fig. 1) ist verstellbar und erlaubt ein paralleles Strahlenbündel von beliebiger Breite zu benutzen.

Der Meßresonator R ist ein gewöhnlicher Klemenčićresonator.⁴⁾ Der Resonator („N 7“), mit welchem die Versuche, die durch die Tabellen I—IV und die Figg. 8 und 9 dargestellt sind, gemacht worden sind, hatte eine (volle) Länge von 9 mm bei 1,3 mm Durchmesser und einem Abstände zwischen den beiden Resonatorhälften von 1,6 mm.⁵⁾ Die dünnen Drähte des Thermoelements sind zweimal⁶⁾ umeinander gewunden. Die Resonatorhälften sind an einem Ebonitstäbchen mittels Schellack angekittet.

Das du Bois Rubenssche Panzergalvanometer ist bis zu

1) Die Spiegel S_1 (50 × 64 cm) und S_2 (jeder 55 × 28 cm) sind: Spiegelglas mit Stanniol beklebt.

2) Wolframelektroden verursachen eine sehr schöne Konstanz der Wirkung des Vibrators wie die Untersuchung von W. Romanoff, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. 50. S. 70. 1918. gezeigt hat.

3) Vgl. W. Arkadijew ebenda 4. S. 165. 1912.

4) J. Klemenčič, Wied. Ann. 43. S. 413. 1898.

5) Es wurde ein Resonator aus zwei Hälften bestehend benutzt nach K. F. Lindman, Ann. d. Phys. 7. S. 833. 1902 u. W. Arkadijew, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. 45. S. 48. 1912; Ann. d. Phys. 45. S. 135. 1914.

6) Nach K. F. Lindman, Ann. d. Phys. 4. S. 617. 1901.

einer Schwingungsdauer (Halbperiode) von 4 sec astasiert und zeigt eine Empfindlichkeit von $4,4 \times 10^{-10}$ Amp. pro Millimeter Skalenteil bei 1 m Skalenabstand.

Um die Wirkung der Schwingungen großer Periode die in der sekundären Windung des Induktoriums und in verschiedenen Teilen der Primärleitung entstehen können, ebenso wie die Wirkung der vom Vibrator ausgestrahlten und dann im Zimmer zerstreuten Strahlung auf den Resonator und das System Thermoelement Galvanometer zu vermeiden, ist nach der von W. Romanoff ausgearbeiteten Methode¹⁾ eine doppelte Abschirmung der Apparate benutzt worden. Das Induktorium (nebst Rheostat) befindet sich in einer metallischen Hülse: das ganze System der Zuleitungen vom Thermoelement bis zum Galvanometer nebst letzterem und dem Ballast Widerstandsmagazin *M* (Fig. 1) ist ebenso von einer metallischen Hülle umhüllt. Auf diese Weise sind die „Restausschläge“ gänzlich eliminiert; wenn der Weg durch die Linse *L* den Wellen versperrt ist, zeigt das Galvanometer bei Stromschließung gar keinen Ausschlag.

Die Glaslinse *L* ist längst dem Kreise *K*₂ auf einem Wagen (Fig. 3) der über mehrere zusammengerückte und horizontal eingestellte Tische rollt verschiebbar.²⁾ Der sphärische Spiegel *S*₁ (Radius 21 cm), der den Resonator *R* in seinem Zentrum hat, verstärkt die Wirkung der Strahlen auf letzteren auf etwa 7 Proz. Dicht vor der Linse *L* ist der Ekran *N* 80 × 80 cm mit einer kreisförmigen Öffnung von 29 cm Durchmesser aufgestellt. *N* wird von demselben Wagen wie die Linse *L* getragen.

Das Thermoelement ist gegen Luftzüge im Zimmer und gegen Erwärmung durch Wärmestrahlen durch eine doppelte Kartonhülse geschützt.

Das Raumgitter, mit welchem die weiter unten beschriebenen Versuche ausgeführt worden sind, ist in Perspektive

1) W. Romanoff, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. 50. S. 98. 1918. Ann. d. Phys. 40. S. 284. 1913.

2) Nach der Versuchsanordnung von O. Bartenstein, Ann. d. Phys. 29. S. 204. 1909; siehe ebenda über das Fokussieren der Glaslinse für elektrische Wellen.

durch die schematische Fig. 4 dargestellt. Die Gitterelemente sind hohle Zylinder r aus Kupfer 12 mm lang und 3 mm Durchmesser, welche in vertikaler Lage auf Leinenfäden aufgehängt sind. Durch Verschieben der Holzstangen B ist es

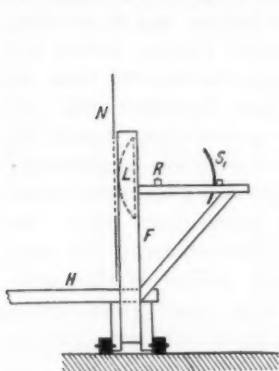


Fig. 3.

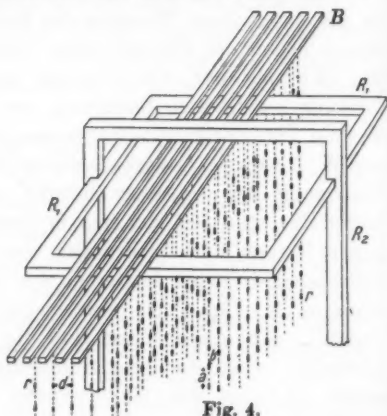


Fig. 4.

möglich, den Abstand zwischen zwei Nachbarschichten oder „die Periode“ d des Gitters zu variieren. Die Mittelpunkte der Gitterelemente befinden sich in den Ecken eines Systems sich berührender rechtwinkliger Parallelepipede, die Vertikalrippen $a = 4$ cm und Horizontale — $b = 4,5$ cm (in der Richtung der Breite des Gitters) und d (in der Richtung der Tiefe des Gitters) je nach der Einstellung haben.¹⁾

II. Die Versuche.

Es wurde immer der erste Ausschlag des Galvanometers abgelesen. Alle Intensitätsmessungen fanden mit Benutzung der Methode der abwechselnden Ablesungen statt.²⁾ Die Konstanz der Wirkung des Wolframvibrators erlaubt es eine kleine Zahl von Ablesungen (3—5) für die Ermittlung jedes einzelnen Kurvenpunktes zu benutzen.

Bei den Versuchen, welche zur Messung der Wellenlängen dienten, blieb der obere der Boltzmannspiegel fest, der untere wurde durch einen Schraubengang verschoben, λ wurde aus

1) Das Gitter bestand im ganzen aus 2108 Elementen.

2) Siehe W. Arkadiew, Ann. d. Phys. 45. S. 139, 141 u. 142. 1914.

dem Abstände zwischen der ersten Minimalstellung dieses Spiegels und den folgenden Maxima und Minima berechnet.¹⁾

Die Kurven der Figuren 5 und 6 zeigen, wie scharf sich die Richtung eines Strahlenbündels bei den Diffraktionsversuchen

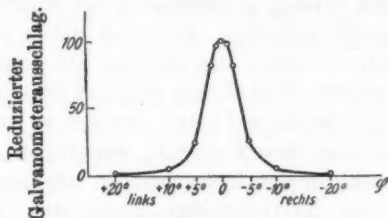


Fig. 5.

kundgab und mit welcher Genauigkeit man diese Richtung bestimmen konnte; Fig. 5 für den direkten Strahlenbündel und Fig. 6 für einen vom Gitter „reflektierten“ Strahl. In diesen Kurven geben die Abszissen die Stellung der Linse *L* auf dem

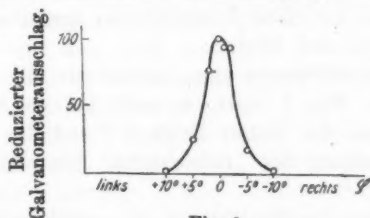


Fig. 6.

Kreise K_2 , auf die Strahlenbündelachse als Null bezogen an. Die Ordinaten sind die dazugehörigen Galvanometerausschläge, auf den Maximalausschlag wie auf 100 bezogen. Wie aus Fig. 5 und 6 ersichtlich ist kann die Richtung eines Strahlenbündels leicht bis zu 1° bestimmt werden.

Die Versuche mit Hertzschen Wellen von etwa 3 cm Länge und mit dem beschriebenen Raumgitter wurden in nächstfolgenden Richtungen geführt:

1. Das Gitter *G* wurde so aufgestellt, daß die Fläche der ersten Schicht durch die Achse *C* (Fig. 1) ging und die Richtung des primären Strahlenbündels mit dieser Fläche den

1) S. Z. B. N. Andreew, „Die elektrischen Schwingungen und ihre Spektra“. Dissertation Moskau 1917 (russisch).

„Gleitungswinkel“ ϑ bildete. Durch Verschiebung der Linse L auf dem Kreise K_2 wurde die Stellung der Linse bestimmt bei welcher der Maximalausschlag bei gegebenem Winkel ϑ stattfand. So wurde die Richtung des „reflektierten“ Strahlenbündels und der Winkel φ zwischen dieser Richtung und dem Primärstrahlbündel gefunden. Es ergab sich $\varphi = 2\vartheta$. Dann wurde das Gitter C durch Drehung des Rahmens R_2 (Fig. 4) unter einem anderen Winkel zum primären Strahlenbündel gestellt. Die Linse wurde auf einen zweimal so großen Winkel wie das Gitter längs dem Kreise K_2 verschoben und es wurde wieder der Ausschlag des Galvanometers abgelesen. Bei der Ermittlung eines Kurvenpunktes fanden die Galvanometerablesungen bei den zu diesem Punkte gehörenden Winkeln ϑ und φ abwechselnd mit den Ablesungen bei je ein und demselben ϑ_0 und φ_0 Platz. Auf diese Weise wurde die relative Intensität des reflektierten Strahlenbündels bei verschiedenen „Gleitungswinkeln“ ϑ gemessen. Wie die Kurven der Figuren 8 und 9 zeigen, hat diese Intensität bei veränderlichem ϑ bestimmte Maxima und Minima.

Diese Intensitätsmessungen fanden wie mit der Versuchsanordnung der Fig. 1 statt, so auch bei der dazu symmetrischen Stellung der Gitters längs KP und der Linse in L_1 , also mit Ablenkung des „reflektierten“ Strahles nach rechts statt nach links.¹⁾

2. Es wurde die Wellenlänge im „reflektierten“ Strahlenbündel bestimmt, indem der Gleitungswinkel ϑ dem ersten Intensitätsmaximum des reflektierten Strahlenbündels entsprach, und man diesen Strahl auf die Boltzmannspiegel fallen ließ.

3. Es wurde die Intensität eines Strahlenbündels, das von einem aus nur einer einzigen Schicht bestehenden Gitter bei verschiedenen Winkeln ϑ reflektiert wurde, mit der Intensität des primären ungestört die Linse treffenden Strahlenbündels verglichen. Ebenso wurde die relative Intensität des reflek-

1) Die Kurvenpunkte welche bei gleichem ϑ rechts und links ermittelt sind, fallen nahe nebeneinander. Hieraus ist es erlaubt zu schließen, daß ein möglicherweise stattfindendes Durchbiegen der Tischdecke und andere ähnliche Ursachen, die hier wirken könnten, nur einen geringen Einfluß auf die Versuchsergebnisse auszuüben vermochten. Zur Weiterführung dieser Versuche wird jetzt ein spezielles Spektrometer erbaut.

tierten Strahles bei einem aus 2, 3 usw. Schichten bestehenden Gitter bestimmt, wobei das Gitter den dem ersten Maximum entsprechenden Winkel ϑ mit dem primären Strahlenbündel bildete. Schließlich wurde auch die relative Intensität des Strahlenbündels, welches bei derselben Lage des Gitters und der Schichtenzahl 1, 2, 3, usw. das Gitter, ohne abgelenkt zu sein durchsetzte, gemessen.

Alle diese Beobachtungen wurden bei verschiedenem Abstände d zwischen den Gitterschichten wiederholt.

4. Was die Strahlenbündel betrifft, welche von den inneren Flächen des Raumgitters (z. B. den Flächen parallel AB — Fig. 7) reflektiert sein könnten und den Flecken auf Laues Photogrammen entsprechen würden — während die Versuchsanordnung der Fig. 1 dergleichen bei Braggs Spektrometer entspricht —, so konnten solche Beobachtungen mit dem oben beschriebenen Gitter nicht gemacht werden wegen der starken Absorption, welche die äußeren Gitterelemente auf solch ein Strahlenbündel ausübten, zu der

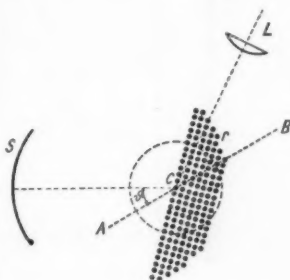


Fig. 7.

noch die geringe Intensität dieses Bündels hinzukam, die ihren Grund in der kleinen Zahl der Elemente jeder Fläche AB hatte. Wenn die äußeren Gitterelemente allmählich entfernt wurden, zeigte das Galvanometer einen wachsenden Ausschlag, welcher der Richtung des in Frage stehenden Strahlenbündels entsprach; und wenn endlich alle Gitterelemente, welchen in Fig 7 Punkte oberhalb AB entsprechen, entfernt waren, so daß AB zu einer „Grenzfläche“ des Gitters wurde, so wurde der Strahl welcher von den AB parallelen Flächen reflektiert war, deutlich wahrnehmbar, und das Maximum seiner Intensität fand bei einem Gleitungswinkel ϑ_1 statt, welcher dem Abstände zwischen diesen Flächen entsprach.¹⁾

1) Vermutlich wird ein Gitter aus Elementen die nicht zu nahe in Resonanz mit der auffallenden Welle stehen werden, diese starke Absorption zu vermeiden gestatten.

III. Die Versuchsergebnisse.

Fig. 8 und 9 stellen die Intensitätskurven des „reflektierten“ Strahlenbündels bei variierendem Gleitungswinkel ϑ dar. Fig. 8 entspricht einem Gitter aus sieben Schichten mit den Konstanten $a = 4$ cm, $b = 4,5$ cm und der Gitterperiode $d = 4,5$ cm. Die Kreise stellen Punkte, welche der rechten Seite der Apparatur (Fig. 1) entsprechen, schwarze Punkte der linken dar.¹⁾ Die gestrichelte Kurve II gibt die Intensität desselben Strahlenbündels, wenn es von einem aus nur einer einzigen Schicht

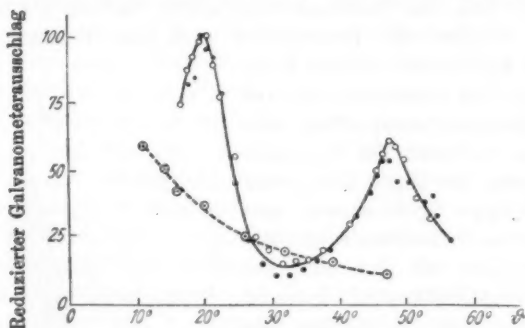


Fig. 8.

bestehenden Gitter reflektiert wurde, an. Nächstfolgende Tab. I gibt die Stellen der Maxima und Minima der Intensitätskurven an und enthält in der letzten Kolonne die Wellenlänge λ , wie letztere, diesen Maxima und Minima gemäß, nach der Formel von Bragg und Wulf: $n\lambda = 2d \sin \vartheta$ für Maxima und $\frac{2n-1}{2}\lambda = 2d \cdot \sin \vartheta$ für Minima sich ergibt.

Tabelle I.
 $d = 4,5$ cm. $D = 40$ cm.

	ϑ in Grad	λ cm
I. Maximum	20	3,1
II. Minimum	32	3,2
II. Maximum	47,5	3,3

1) Gegen Null sind die Kurven, ohne das erste Minimum zu erreichen, abgebrochen, weil das Gitter bei $\vartheta < 14^\circ$ die ganze Breite des Strahlenbündels $D = 40$ cm nicht mehr umfaßt.

Die Kurve der Fig. 9 entspricht einem Gitter aus sechs Schichten mit den Konstanten $a = 4$ cm, $b = 4,5$ cm und der „Periode“ $d = 6$ cm, bei einer Breite des Primärstrahlenbündels $D = 35$ cm.

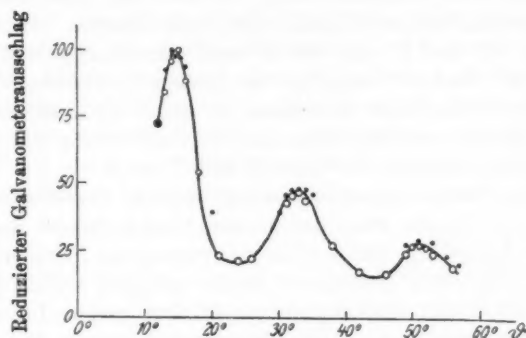


Fig. 9.

Tab. II gibt die Lage der Maxima und die Wellenlänge nach Bragg-Wulfs Formel an.

Tabelle II.

$d = 6$ cm. $D = 35$ cm.

	ϑ in Grad	λ cm
I. Maximum	14,5	3,0
II. Maximum	33	3,3
III. Maximum	51	3,1

Der Versuch mit dem Strahlenbündel, das von den Flächen AB der Fig. 7 „reflektiert“ wurde, ergab $\vartheta_{\text{Max.}} = 31,5^\circ$ und hieraus, da die gegenseitige Entfernung zweier benachbarten AB parallelen Flächen $d_1 = d \cos 45^\circ = 3,2$ cm betrug, $\lambda = 3,3$ cm.

Der Mittelwert von λ berechnet sich aus diesen Daten zu

$$\lambda = 3,2 \text{ cm.}$$

Die Kurven der Figg. 8 und 9 und die Tab. I und II erlauben es, den Schluß zu ziehen: 1. daß die Diffraktion der kurzen Hertzschen Wellen in einem Raumgitter, das aus geradlinigen Resonatoren besteht, ein Bild der „Spiegelung“ an den Gitterschichten zeigt, welches der Diffraktion der Röntgenstrahlen im Kristall des Spektrometers von Bragg analog ist, und 2. daß die Formel von Bragg und Wulf trotz der starken Dämpfung der kurzen Hertzschen Wellen auch in diesem Falle anwendbar ist, wie es die in den Grenzen der Beobachtungsfehler liegende Übereinstimmung der Zahlen der letzten Kolonne der Tab. I und II zeigt.

Die Wellenlängenbestimmung mittels Boltzmannspiegel ergab $\lambda = 3,5$ cm, wenn das primäre Strahlenbündel ungestört auf die Spiegel fiel, und $\lambda = 3,2$ cm, wenn dieses Strahlenbündel zuerst vom Gitter „reflektiert“ wurde und dann erst die Spiegel traf, wobei der Gleitungswinkel ϑ dem ersten Intensitätsmaximum entsprach. Die Resonatoren, welche die Gitterelemente bilden, besitzen naturgemäß eine viel kleinere Dämpfung, als der Vibrator (wegen der Funkenstrecke des letzteren) und als der Meßresonator R (wegen dem Widerstande der dünnen Drähte des Thermoelements). Bei den Diffraktionserscheinungen sind diese Gitterelemente als Oszillationszentra zu betrachten, die miteinander interferierende Wellen aussenden. Deshalb ist es wahrscheinlich, daß bei der Beobachtung dieser Erscheinungen mittels des Meßresonators R die Eigenperiode der Gitterelemente auf das Resultat der Messung eine merkliche Wirkung ausübt, und hier die Ursache liegt, weshalb die Bestimmung von λ aus den Kurven der Figg. 8 u. 9 und mittels Boltzmannspiegel im reflektierten Strahle den übereinstimmenden Wert 3,2 cm ergibt, während die Bestimmung im direkten Strahlenbündel den etwas abweichenden Wert 3,5 cm liefert.

Tab. III gibt die Resultate der Intensitätsbeobachtung bei verschiedener Schichtenzahl des Gitters an, für ein vom Gitter im ersten Maximum reflektiertes Strahlenbündel und zugleich den Vergleich dieser Intensität mit der Intensität des Strahlenbündels, welches zu gleicher Zeit das Gitter, ohne abgelenkt zu werden, durchsetzt. N bezeichnet die Zahl der Gitterschichten, P den „reduzierten“ Galvanometerausschlag

beim „reflektierten“, Q beim „durchgegangenen“ Strahl. Der Galvanometeraussschlag, welcher dem primären direkt die Linse treffenden Strahlenbündel entspricht, ist dabei gleich 100 gesetzt worden. Es stellt also P das in Prozenten ausgedrückte „Reflexionsvermögen“, Q das „Durchlässigkeitsvermögen“ des Gitters dar. Tab. IV gibt die Resultate der gleichen Messungen für ein Gitter an, dessen Elemente weitere Abstände voneinander hatten: in jeder Schicht des oben beschriebenen Gitters war die Hälfte der Vertikalreihen der Gitterelemente entfernt, so daß der Abstand b zwischen zwei Vertikalreihen jetzt 9 cm wurde, der Abstand a zweier horizontaler Reihen in einer Schicht blieb 4 cm, die Gitterperiode war 6 cm.

Tabelle III.

$d = 4,5$ cm. $\vartheta = 20^\circ$. $D = 40$ cm.
 $b = 4,5$ cm. $a = 4$ cm.

N	P	Q	$P+Q$
0	—	100	100
1	13,2	53,2	66,4
2	26,4	28,4	54,8
3	33,0	16,3	49,3
4	34,9	11,2	46,1
5	35,1	9,2	44,3

Tabelle IV.

$d = 6$ cm. $\vartheta = 14,5^\circ$. $D = 35$ cm.
 $b = 9$ cm. $a = 4$ cm.

N	P	Q	$P+Q$
0	—	100	100
1	7,5	65,5	73,0
2	10,3	46,5	56,8
3	12,9	31,5	44,4
4	13,1	27,0	40,1

Wie die Tabb. III und IV zeigen, ist die Summe $P+Q$ der Intensitäten des „reflektierten“ und des durch das Gitter ohne Ablenkung durchgegangenen Strahlenbündels kleiner als die Intensität des primären auf das Gitter fallenden Strahlenbündels. Dabei weicht $P+Q$ desto mehr von den 100 Proz. dieser letzteren Intensität ab, je größer die Zahl der Schichten des Raumgitters ist. Hieraus darf geschlossen werden, daß ein aus Resonatoren bestehendes Raumgitter dessen Konstanten a , b und d größer als die Wellenlänge der auf das Gitter fallenden elektromagnetischen Wellen sind, einen merklichen Teil der Energie dieser Wellen „absorbiert“, wenn unter „Absorption“ kurz die Summe der „wahren Absorption“ der

Strahlen und ihrer Schwächung durch Zerstreuung verstanden wird.¹⁾

Zusammenfassung.

1. Hertzsche Wellen von etwa 3 cm Wellenlänge zeigen in einem Raumgitter, das aus Resonatoren besteht, ein Diffraktionsbild, welches analog der Diffraction der Röntgenstrahlen im Kristallraumgitter bei der Versuchsanordnung in Braggs Spektrometer ist.

2. Die Formel von Bragg und Wulf $n\lambda = 2d \cdot \sin \vartheta$ ist auch in diesem Falle anwendbar.

3. Ein Raumgitter, dessen Elemente eine Eigenperiode haben, die beinahe der Resonanz mit den einfallenden Hertzschen Wellen entspricht, besitzt eine große „Absorptions-“ und „Zerstreuungsfähigkeit“.

Diese Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Moskauer Reichsuniversität auf Kosten des Physikalisch-Technischen Reichsinstituts ausgeführt.

Zum Schluß erlaube ich mir meine tiefe Dankbarkeit Hrn. Prof. W. Romanoff für die mir von ihm verschaffte Möglichkeit, experimentell zu arbeiten, das vorgeschlagene Thema und die ständige Führung und Unterstützung bei der Arbeit auszusprechen.

Moskau, im April 1921.

1) Wie man es tut, wenn man von „Absorption“ der Röntgenstrahlen spricht. Vgl. z. B. B. R. Glocker, *Phys. Zeitschr.* 19. S. 68. 1918.

Was das Ergebnis anbetrifft, daß die Intensität des Strahlenbündels, welches von einem Gitter, das nur aus zwei Schichten besteht, reflektiert wird, schon 75 Proz. der Intensität, die durch Spiegelung an einem Gitter aus fünf Schichten erhalten wird, beträgt und daß die Intensität des von vier Schichten reflektierten Strahles fast gleich der Intensität des von fünf Schichten reflektierten ist, so ist diese Angelegenheit nicht nur durch die große Absorption der Wellen beim Durchdringen der einzelnen Schichten, sondern auch einfach durch rein geometrische Bedingungen der Versuchsanordnung zu erklären, derenthalber nur wenig Elemente der vierten und desto weniger der fünften Schicht bei der Spiegelung wirksam sein konnten.

(Eingegangen 10. April 1922.)

3. *Über selektive Absorption elektrischer Wellen in Dielektrika; von W. Romanoff.*

(In der Sitzung der Moskauer Lebedewschen Physikalischen Gesellschaft
vorgetragen am 11. März 1917.)

Eines der Mittel, welche eine Erkenntnis der molekularen Eigenschaften der Materie und des Aufbaues der Moleküle und der Atome erlauben, ist die Erforschung ihrer Emissions- und Absorptionsspektren. Damit eine solche Untersuchung fruchtbar sein kann, ist das Studium womöglich aller Teile des elektromagnetischen Spektrums unentbehrlich, da verschiedene Gebiete desselben Schlüsse über diese oder jene Seiten des Lebens der Atome und Moleküle zu ziehen erlauben. Am vollständigsten ist der optische Teil des Spektrums untersucht worden; auch in den benachbarten, dem ultravioletten und dem infraroten Teile des Spektrums besitzen wir genügende Angaben. Unlängst ist das Studium der Spektren im Bereiche der Röntgenstrahlen angefangen worden und wird jetzt mit großem Erfolge weiter entwickelt.

Am schwächsten ist die Untersuchung des elektrischen Teiles des Spektrums sowohl im Gebiete der Hertzischen Wellen, wie auch für längere benachbarte Wellen entwickelt worden. Indessen kann auch dieser Bereich zur Aufklärung der molekularen Eigenschaften der Materie beitragen. Während die Spektrogramme im Gebiete der Röntgenstrahlen die Atom-eigenschaften der Materie charakterisieren und die Möglichkeit verschaffen über die Anordnung der Atome im Molekül einer kristallinen Substanz zu urteilen, während die Spektralbanden im Infraroten die Anordnung einzelner Gruppen im Moleküle charakterisieren — so haben wir alle Rechte zu vermuten, daß die spektralen Untersuchungen in dem Gebiete der Hertzischen Wellen und ebenso in dem Bereiche noch längerer

Wellen die Vervollständigung dieser Kenntnisse fördern werden, und dies insbesondere hinsichtlich der Bildung der komplizierteren molekularen Gruppen und der Solvate.

Die anomale Dispersion und die Absorption der elektrischen Wellen in Dielektriken die von Drude¹⁾ entdeckt worden ist, zeigt uns im Einklange mit den Arbeiten von Colley²⁾, daß wir in den Partikeln der flüssigen und der festen Körper diesen Wellen entsprechende Resonatoren finden können. Die Untersuchungen, welche Colley³⁾, Obolensky⁴⁾ und Ivanoff⁵⁾ im Gebiete des elektrischen Spektrums von Flüssigkeiten geführt haben, haben eine Reihe eng zusammengerückter Dispersionsstreifen in allen untersuchten Flüssigkeiten gezeigt. Das Vorhandensein der anomalen Dispersion für Wasser ist weiter von Rukopp⁶⁾ gefunden worden, und Wildermuth⁷⁾ konnte die anomale Absorption im Wasser für kurze Hertz'sche Wellen konstatieren. Über das Vorhandensein der anomalen Absorption für längere Wellen, deren Länge mehrere Dekameter beträgt, kann man aus einigen Resultaten der Arbeit von Harms⁸⁾ schließen. Endlich wurde vom Verfasser⁹⁾ eine Untersuchung der anomalen Absorption elektrischer Wellen von 50 cm bis 1 m Länge durch Alkohole gemacht worden. Von allen diesen Arbeiten ist das Vorhandensein der selektiven Absorption elektrischer Wellen durch die Materie festgestellt worden, aber alle diese Forschungen haben einen unzusammenhängenden nicht systematischen Charakter.

Deswegen wissen wir sehr wenig über das elektrische Spektrum der Materie, zu dessen Beobachtung wir außerdem keine einfache und bequeme Methode besitzen.

1) P. Drude, Abh. d. k. Sächs. Ges. d. Wiss. 33. S. 1. 1896; Wied. Ann. 58. S. 1. 1896.

2) A. Colley, Journ. d. Russ. Phys.-Chem. Ges. 39. S. 210. 1907; 40. S. 121, 228. 1908; Phys. Zeitschr. 10. S. 471, 657. 1909; 11. S. 324. 1910.

3) A. Colley, a. a. O.

4) N. Obolensky, Phys. Zeitschr. 11. S. 533. 1910.

5) K. Ivanoff, Nachrichten der Warschauer Universität 1915.

6) H. Rukopp, Ann. d. Phys. 42. S. 489. 1913.

7) K. Wildermuth, Ann. d. Phys. 8. S. 212. 1902.

8) F. Harms, Ann. d. Phys. 5. S. 565. 1901.

9) W. Romanoff, Journ. d. Russ. Phys.-Chem.-Ges. 44. S. 377. 1912; Ann. d. Phys. 40. S. 281. 1912.

In der vorliegenden Arbeit ist eine neue Methode zur Untersuchung der selektiven Absorption elektrischer Wellen, welche besonders bequem für die Beobachtung der anomalen Absorption von stark absorbierenden Substanzen ist, beschrieben und sind die Resultate die mit dieser neuen Methode für die selektive Absorption der Alkohole der Fettreihe erhalten worden sind, angeführt.

I. Die Untersuchungsmethode.

Die elektrischen Wellen wurden mittels eines vom Verfasser¹⁾ erbauten Spektrometers erzeugt und hatten eine sehr kleine Dämpfung von 0,01 bis 0,005. Die Anordnung der Apparate ist durch Fig. 1 angegeben. *M* ist ein Trog mit

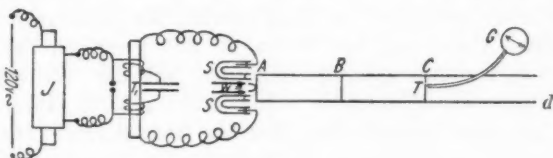


Fig. 1.

Petroleum, in welchem sich der Vibrator *W* des Systems von Colley²⁾ befindet. Der Vibrator wird vom Hochspannungsstrom eines Tesla-Transformators T_1 , welcher am Schild befestigt ist, gespeist. Der Transformator wird vom Induktor *J* (40 cm Funkenstrecke), dessen Leitungen an die Klemmen der Funkenstrecke *P* des Tesla-Transformators angeschlossen sind, geladen. Das Induktorium wird unmittelbar vom Wechselstromnetz (120 Volt Spannung) ohne Unterbrecher gespeist. Die Stromstärke in der Primärleitung des Induktoriums wurde zwischen 10—12 Amp. reguliert. *d* sind Drähte, in welchen sich die Wellen vom Colleyschen Vibrator verbreiten, *B* — eine Brücke welche das „erregende“ System vom Resonator *BC*, *C* — eine Brücke, welche den Resonator von dem übrigen Teile der Drähte abgrenzt. Um die Drähte *d* von der unmittelbaren Wirkung des Tesla-Transformators zu schützen,

1) W. Romanoff, Journ. d. Russ. Phys.-Chem.-Ges. 50. S. 57. 1918.

2) A. Colley, Phys. Zeitschr. 10. S. 329. 1909.

befanden sich der Colleysche Vibrator, der Tesla-Transformator und das Induktorium im Inneren von Metallkasten, die alle zusammen eine Schutzkammer bildeten. Alle einzelnen Teile dieser Kammer müssen miteinander verlötet sein.

Bei dieser Versuchsordnung verbreiten sich längst der Drähte reine starke Wellen, deren Periode von der Periode des „erregenden“ Systems abhängt. Wenn wir zwischen den Drähten d eine kleine Menge (ein Paar Tropfen) eines Dielektrikums bringen, das die elektrische Welle absorbiert, so können wir aus seiner Erwärmung über die Absorptionskoeffizienten urteilen.

Es ist wahr, daß diese Methode an und für sich nicht die Möglichkeit gibt die absoluten Werte der Absorptionskoeffizienten zu bestimmen, aber das Hauptproblem der Untersuchung der selektiven Absorption der Wellen ist das Verfolgen der Veränderung des Absorptionskoeffizienten mit der Wellenlänge, was mittels dieser Methode völlig erreicht wird. Ihrer Idee nach ist diese Methode der Methode von Harms analog.¹⁾ aber in den Verhältnissen der vorliegenden Untersuchung bekommt sie eine andere praktische Ausführung, welche den kurzen Wellen angepaßt ist, mit denen die Messungen in dieser Arbeit ausgeführt sind.

Im Falle, daß ein Dielektrikum der Absorptionskoeffizient auf eine andere Weise für eine bestimmte Wellenlänge gemessen worden ist, kann man durch vergleichen der Resultate auch nach dieser Methode über die absolute Größe der Absorptionskoeffizienten anderer Dielektrika urteilen.

Wie die Vorversuche gezeigt haben, sind bei starker Absorption nur ein oder wenige Tropfen der zu untersuchenden Substanz zwischen die Drähte zu bringen. Die Erwärmung dieser Substanz kann mittels eines in das Innere des Tropfens gebrachten Thermoelements bestimmt werden. Selbstverständlich darf das Material des Tropfens keine chemische Wirkung auf die Drähte des Thermoelements ausüben. Deswegen bestand das thermoelektrische Paar aus einem Platindraht, das mit einem Draht aus Platin-Rhodium Legierung verlötet war. Die Erwärmung dieses Thermoelements wird durch ein emp-

1) F. Harms, a. a. O.

findliches Galvanometer von Du Bois-Rubens bestimmt. Auf diese Weise wurde nach der Erwärmung des Thermoelements, welches in das Innere eines Tropfens des Dielektrikums gebracht war, die Absorption elektrischer Wellen bestimmter Länge durch ein gegebenes Dielektrikum ermittelt. Diese Methode wurde in der vorliegenden Arbeit an ein Wellenintervall von 57 bis 88 cm Wellenlänge angewandt. Durch schrittweise Verlängerung der Wellenlänge ist es möglich, die Kurve, welche die Abhängigkeit der Erwärmung des Dielektrikums von der Länge der absorbierten Wellen darstellt, in diesem Intervalle zu konstruieren. Da diese Erwärmung von der Dämpfung der absorbierten Welle abhängen kann, so ist es unentbehrlich das logarithmische Dämpfungsdekrement der Welle zu bestimmen. Endlich ist es notwendig, um die Absorption der Wellen bei verschiedener Länge zu vergleichen, die Erwärmung des Tropfens bei ein und derselben Energie der auf den Tropfen fallenden Welle zu messen. Für diesen Zweck war der Brücke des Resonators, welche ihn von dem übrigen Teile der Drähte abgrenzte, ein Thermoelement parallel geschaltet, dessen Angaben proportional der Energie der im Meßresonator erregten Wellen war. Dieses Thermoelement gab außerdem die Möglichkeit die Resonanzkurve zwischen dem Resonator und dem „erregenden“ System zu konstruieren und das logarithmische Dämpfungsdekrement der Wellen zu ermitteln. Da das „erregende“ System und der Resonator ganz gleich gebaut sind, kann man das logarithmische Dekrement des Resonators gleich der Hälfte des aus der Resonanzkurve bestimmten logarithmischen Dekrements setzen. Um die Methode bequemer zu machen, wurden die Erwärmung des Dielektrikums und die Ermittlung der Resonanzkurve gleichzeitig ausgeführt. In der Tat genügt es, um das logarithmische Dekrement zu ermitteln, den oberen Teil der Resonanzkurve zu konstruieren, wo die Wellenenergie schon genügend groß ist, um ihre Absorption messen zu können; wenn dem so ist, so kann man beide Messungsreihen gleichzeitig ausführen. Zu diesem Zwecke konnte das Du Bois Rubenssche Galvanometer mittels eines Umschalters entweder mit dem Thermoelement im Inneren des Tropfens oder mit dem Thermoelement, das der Brücke parallel geschaltet war, verbunden werden. Indem man das Galvanometer abwechselnd

durch das eine oder das andere Thermoelement schließt, konnte man gleichzeitig die Resonanzkurven mittels beider Thermoelemente aufnehmen. Es werden namentlich bei jeder Stellung der Brücke Messungen sowohl der Erwärmung des Dielektrikums, wie auch der Energie der im Resonator erregten Wellen ausgeführt. Das Verhältnis der Angaben des ersten Thermoelements (Erwärmung des Dielektrikums) zu den Angaben des zweiten (die Energie der Wellen) wird ein Maß der Absorption der Wellen in dem untersuchenden Dielektrikum angenommen. Da die Resonanzkurve praktisch aus 8—10 Punkten bestimmt wird, so gibt diese Methode gleichzeitig 8—10 Werte dieses Verhältnisses, deren Mittelwert endgültig in Rechnung gezogen wird. Gewiß muß man im Auge behalten, daß, wenn wir nach dieser Methode die Erwärmung des Dielektrikums gleichzeitig mit der Bestimmung der Resonanzkurve ermitteln, wir nur in dem Gipfelpunkte der Resonanzkurve die Erwärmung des Dielektrikums für eine Periode, die der Periode des erregenden Systems gleich ist, messen. In den übrigen Punkten der Resonanzkurve wird diese Bestimmung für benachbarte Perioden, etwas kleinere oder etwas größere als die Periode des erregenden Systems ausgeführt. Aber um die Resonanzkurve für Wellen mit einem Dekrement von 0,01 und kleiner zu konstruieren, braucht man die Periode des Resonators nicht mehr als um $\frac{1}{2}$ Prozent zu variieren und in diesen Grenzen kann man nur selten eine merkliche Veränderung der Absorption erwarten. Wenn aber solch eine Veränderung auch in diesen Grenzen möglich sein könnte, so muß man sich mit der Messung der Absorption nur in dem Gipfel der Resonanzkurve begnügen.

II. Die Apparate.

Das Induktorium. Um intensive Wellen ohne Anwendung eines Unterbrechers zu erhalten, indem das Induktorium unvermittelt vom Wechselstrom der städtischen Zentrale (Spannung 120) gespeist wird — ein Verfahren das große Bequemlichkeit darbietet —¹⁾ ist die Anwendung großer Induktoren von 40 cm und mehr Funkenlänge notwendig.

1) W. Romanoff a. a. O. S. 66.

Der Tesla-Transformator. Der Transformator war nach den Angaben von Drude konstruiert und hatte eine Wellenlänge von 60 m. Die Funkenstrecke des Transformators hatte Zinkelektroden von 10 mm Durchmesser und befand sich in einem Gefäß mit Petroleum. Der Abstand zwischen den Elektroden konnte mittels einer Mikrometerschraube reguliert werden.

Der Vibrator. Die elektrischen Wellen wurden durch einen Colley-Vibrator erregt, welcher so angeordnet war, daß er intensive Wellen von konstanter Energie aussand. Die Einrichtung dieses Vibrators ist in einer früheren Schrift¹⁾ genau beschrieben worden.

Die Brücken. Das „erregende“ System wird an der einen Seite vom Vibrator an der anderen vom Resonator durch die Brücken *A* und *B*, und der Resonator von dem übrigen Teile der Drähte durch die Brücke *C* abgegrenzt. Alle drei Brücken sind durch drei Scheiben aus Kupfer ca 40 cm Durchmesser gebildet. Am Orte, wo die Drähte die Brücken durchsetzen, sind Fenster, die durch kleine Scheiben verdeckt werden können ausgeschnitten. Auf diese Weise kann man die Koppelung zwischen dem erregendem System und dem Resonator variieren, indem man die Größe des Fensters reguliert. Brücken von solch einer Einrichtung ermöglichen es Wellen mit einem Dekrement 0,01 und noch kleinerer Größenordnung zu erhalten, was sehr wichtig für die Erforschung der Absorption der Wellen ist. Die Brücken *B* und *C* waren auf den Platten B_1 und B_2 befestigt und konnten längst der Drähte mittels der Schraube *V*, die einen Gang von einem Millimeter für die Platte B_1 und einen von zwei Millimeter für die Platte B_2 hatte, verschoben werden. Deshalb geschah es, daß wenn die Schraube gedreht wurde, beide Brücken *B* und *C* so verschoben wurden, daß der Resonator dauernd in Resonanz mit dem erregenden System blieb. Wenn diese Resonanz verstimmt wird, so kann man die Brücke *C* mittels der Mikrometerschraube *D* verschieben, und so den Resonator in Resonanz mit dem erregenden System bringen. Diese Verrückungen durch die Schraube *D* konnte man mit einer Genauigkeit bis auf ein Paar hundertste Teile eines Millimeters ausführen.

1) W. Romanoff a. a. O. S. 88.

Die Thermoelemente. Die Bestimmung der Energie der Wellen und der Erwärmung des Dielektrikums wurde mittels zweier Thermoelemente ϑ_1 und ϑ_2 ausgeführt. Das Thermoelement ϑ_1 , welches die Energie der Wellen bestimmte, wurde parallel der Brücke C geschaltet und war aus Pt- und Konstantendrähten 0,02 mm Durchmesser angefertigt.

Das Thermoelement ϑ_2 hat eine kompliziertere Einrichtung, da sein Ziel nur in der Anzeige der Erwärmung des Tropfens besteht, und dieses Thermoelement nicht die Wellen selbst die im Resonator erregt werden, anzeigen soll. Zu diesem Zweck hat das Thermoelement ϑ_2 (Fig. 2) zwei Lötstellen τ_1 und τ_2

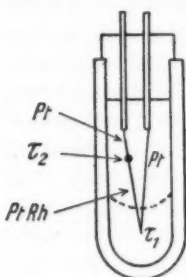


Fig. 2.

aus Platin und Platinrhodiumdraht 0,02 mm Durchmesser, die einander entgegengesaltet sind. Bei jedem Induktionsstrom durch das Thermoelement ϑ_2 wurden beide Lötstellen gleichzeitig erwärmt und das mit ihnen verbundene Galvanometer gab keine Ablenkung. Bei den Absorptionsmessungen wird die Lötstelle τ_1 in ein Tropfen des zu untersuchenden Dielektrikums getaucht. Die Erwärmung des letzteren ruft einen ihr entsprechenden Strom hervor, der vom Galvanometer registriert wird. Der Tropfen

des zu untersuchenden Dielektrikums wird in ein Röhrchen aus geschmolzenem Quarz gebracht, da letzteres im Bereiche der elektrischen Wellen keine Absorption besitzt und seine Dielektrizitätskonstante dem Quadrat seines Brechungsexponenten für die langen von Rubens entdeckten ultraroten Strahlen gleich ist.

III. Die Vorversuche.

Die Lage des Thermoelements. Die Vorversuche verfolgen das Ziel aufzuklären, was für eine Wirkung die Lage des Thermoelements mit dem Tropfen zwischen den Drähten auf die Wellen die im Resonator erregt werden, ausüben kann, und was für eine Wirkung die Größe des Tropfens auf seine Erwärmung ausübt. Anfänglich wurde geplant, das Dielektrikum mit dem Thermoelement im Resonator in den Bauch der elektrischen Kraft zu setzen. Um aufzuklären, welche Wirkung das

Thermoelement selber in dieser Lage auf die elektrischen Wellen ausübt, wurde sein Einfluß in verschiedenen Lagen zwischen den Drähten untersucht. Das Thermoelement mit einem kleinen Tropfen wurde von einem Ende des Resonators bis zum anderen verschoben, und es wurde einerseits die Energie im Resonator E und andererseits die Absorption im Tropfen A bestimmt. Die so gewonnenen Resultate sind in Fig. 3 dargestellt: die Abszissen entsprechen dem Abstände des

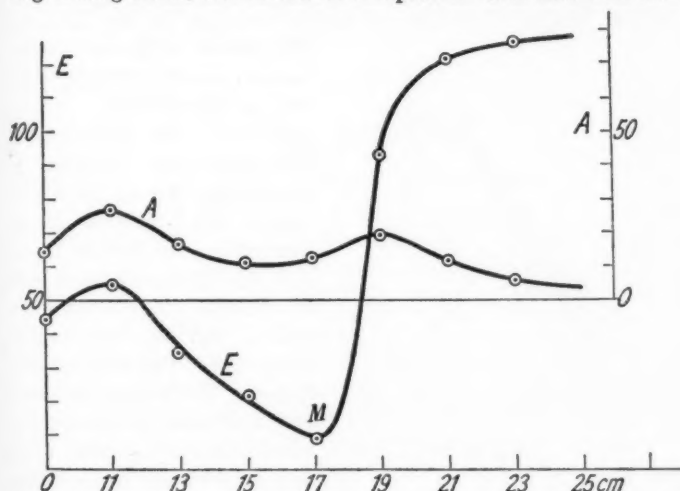


Fig. 3.

Thermoelements mit dem Tropfen von einem Ende des Resonators, die Ordinaten der Energie des Resonators (Kurve E) oder der Absorption in dem Tropfen (Kurve A). Der Punkt M der Kurve E entspricht der Lage des Thermoelements in dem Mittelpunkte des Resonators, also im Bauche der elektrischen Kraft. Es stellt sich heraus, daß die Energie des Resonators in diesem Falle ein Minimum ist. Dieser Umstand weist auf eine starke Reflexion der elektrischen Wellen vom Resonator hin. Mit der Annäherung zum Ende des Resonators wird die störende Einwirkung des Thermoelements immer geringer, und die Energiekurve steigt rasch. Hieraus ist ersichtlich, daß das Thermoelement, um seine störende Wirkung zu

vermeiden, nicht im Bauche der elektrischen Kraft, sondern in der Nähe der Brücke in solch einem Abstände von letzterer eingestellt werden soll, in welchem die Absorption der Wellen durch das Dielektrikum noch genügend groß ist um mittels des empfindlichen DuBois-Rubens-Panzer galvanometer registriert werden kann.

Um die schädlichen Reflexionen vom Thermoelement gänzlich zu vermeiden, wurde es folgendermaßen konstruiert. Die beiden Drähte des Thermoelements wurden in ein Kupfer-

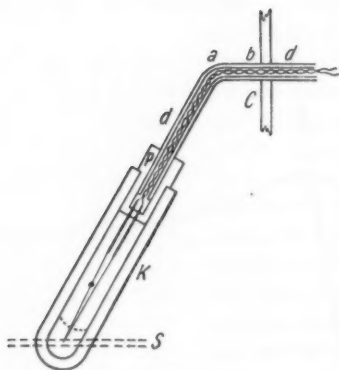


Fig. 4.

röhrchen *d* von 2 mm Durchmesser, das den Ebonitpfropfen *p* durchsetzte, eingeschlossen. Das Röhrchen *d* war über dem Pfropfen *p* so gebogen, wie es die Fig. 4 zeigt; sein anderes Ende durchsetzte die Brücke *C*, so daß das Thermoelement und die Brücke ein Ganzes darstellen und das Thermoelement einen Teil der Brücke bildete. Bei dieser Einrichtung und wenn der Abstand *ab* nicht groß ist (1–2 cm), werden keine neue Reflexionen

außer denen die an der Brücke *C* stattfinden sollen, eingeführt. Der Pfropfen *p* dient um das Quarzkölbchen, in welchem sich das zu untersuchende Dielektrikum in der Höhe der Drähte befindet, zu tragen.

Die Masse des Tropfens. Die Erwärmung des Dielektrikums hängt von der Größe des Tropfens ab, der sich im Kölbchen befindet. Ein zu kleiner Tropfen wird rasch abgekühlt und die Menge der Wärme, die in ihm erzeugt wird, ist nach absoluter Größe nichtig klein. Ein zu großer Tropfen wird nicht bis zur gleichen Temperatur bei demselben Energievorrat im Resonator erwärmt. Außerdem erhöht ein zu großer Tropfen zu sehr das Dämpfungsdekrement des Resonators. Um die Größe der Masse, mit welcher das Experimentieren am rationellsten ist, zu bestimmen, wurde die Erwärmung des Dielek-

trikumtropfens in Abhängigkeit von seiner Größe untersucht. Die Resultate sind in Fig. 5 dargestellt. Die Abszissen stellen die Masse des Tropfens in Milligramm, die Ordinaten seine Erwärmung (Kurve A/E) und das Dämpfungsdekrement des Resonators (Kurve B) dar. Kurve A zeigt, daß die Erwärmung ihr Maximum bei einem Gewichte des Tropfens von 3,0 bis 4,5 mg erreicht und in diesem Bereiche konstant bleibt. Die

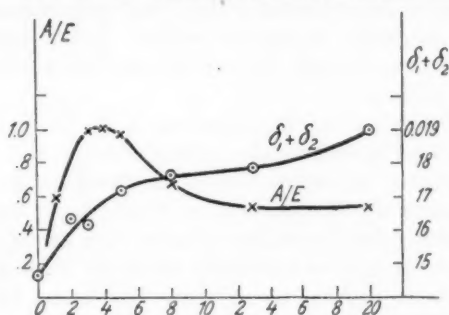


Fig. 5.

Absorptionsmessungen wurden daher mit Tropfen von diesem Gewicht ausgeführt. Dabei überstieg die Änderung des Gewichtes des Tropfens wegen der Verdampfung während der Messungen nicht einige Zehntel Milligramm und konnte deswegen keinen Einfluß auf die Resultate der Messungen ausüben. Bei dem eben angeführten Gewichte ändert sich das Dämpfungsdekrement im Vergleich zu dem des leeren Systems um eine unbedeutende Größe.

Der Restausschlag. Wenn wir die Erregung des Resonators in Abhängigkeit von seiner Periode bestimmen, so finden wir bei den Versuchsbedingungen, die in diesem Apparate vorhanden sind, eine reine Resonanzkurve, die bei einer kleinen Entfernung vom Resonanzpunkte bis zu Null fällt. Wenn wir aber dieselbe Resonanzkurve mittels eines Thermoelements, das in ein Tropfen eingetaucht ist, bestimmen, so finden wir, daß sogar bei großer Entfernung vom Resonanzpunkte ein Restausschlag von 1—3 Skalenteile übrig bleibt, der durch die Erwärmung hervorgerufen wird, die auch in dem Falle stattfindet, wenn der Resonator sich nicht in Resonanz mit dem

erregenden System befindet. Dieser Restausschlag wird, wie es scheint, durch den Einfluß der Wellen des erregenden Systems hervorgerufen, die auf den Tropfen unvermittelt durch das Fenster in der scheidenden Brücke auch dann wirken, wenn der Resonator nicht in Resonanz mit dem erregenden System abgestimmt ist, da diese Koppelung auch in diesem Falle bestehen bleibt und eine direkte Einwirkung möglich ist. Es kann also dieser Restausschlag nicht ganz vermieden, sondern nur möglichst verkleinert werden, indem man die Abmessungen des Fensters in der Brücke bis zum zulässigen Minimum reduziert.

Die Verkleinerung des Fensters, d. h. die Verkleinerung der Koppelung zwischen erregendem System und Resonator verkleinert aber im selben Grade die Erregung des letzteren und also auch die Erwärmung des Tropfens. Damit dem Resonator auch unter diesen Bedingungen eine genügende Menge Energie zukommt, ist es notwendig, im selben Maße die Energie des erregenden Systems zu steigern. Zu diesem Zwecke muß man die Koppelung dieses Systems mit dem Vibrator vergrößern, so weit es ohne die Bedingungen der Stoßerregung zu stören möglich ist.

Um die genannten Bedingungen zu erreichen, wurde die Koppelung zwischen dem erregenden System und dem Vibrator ziemlich stark genommen (der gemeinsame Teil der Brücke Δ war 7 mm lang), was die Möglichkeit verschaffte, mit zwei Fenstern zwischen dem erregenden System und dem Resonator zu je 1 mm Höhe zu arbeiten. Auf diese Weise war der Restausschlag bis auf ein bis zwei Skalenteile heruntergesetzt; öfters betrug er nur einen Bruch eines Skalenteiles, aber auch dieser Ausschlag wurde beachtet und von dem zu bestimmten Resultate abgezogen. Wegen der verhältnismäßig großen Koppelung zwischen dem Vibrator und dem erregenden System konnte das Dekrement des erregenden Systems und des Resonators nicht sehr klein gemacht werden und schwankte im Mittel um 0,015. Da wir aber bis jetzt keine systematische Bestimmung der Absorption gleichzeitig mit dem logarithmischen Dekrement der absorbierten Wellen haben, so bieten Absorptionsmessungen, die bei diesen verhältnismäßig größeren Dekrementen ausgeführt sind (im Vergleich zu denen, welche über-

haupt mit dem Spektrometer zu erreichen sind), an und für sich Interesse, desto mehr, weil diese Dekremente ihrer absoluten Größe nach kleiner sind als alle diejenigen, die bis jetzt in Gebrauch kamen. In den Tabbl. I und II sind als Beispiel Bestimmungen der Absorption und der Energie im Propylalkohol für eine halbe Wellenlänge $\lambda/2 = 285$ mm und $\lambda/2 = 330$ mm angegeben. In Fig. 6 und 7 sind diese Resultate graphisch dargestellt.

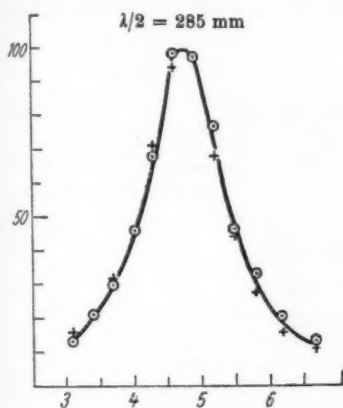


Fig. 6.

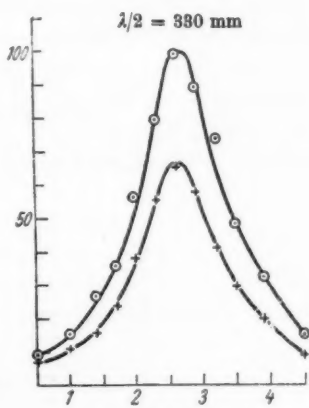


Fig. 7.

Tabelle I.

Propylalkohol $C_3H_7 \cdot OH$. $\lambda/2 = 285$ mm $m = 4$ mg $t^0 = 15,9^0$ $\alpha = 1,7$

B	E	A	$A = \alpha$
3,1	5,0	8,0	6,3
3,4	8,0	10,0	8,3
3,7	11,5	13,9	12,2
4,0	17,7	19,2	17,5
4,3	28,3	29,4	27,7
4,6	38,1	38,3	36,6
4,9	38,0	39,3	37,6
5,2	30,0	28,1	26,4
5,5	17,9	19,0	17,3
5,8	13,0	12,8	10,9
6,2	7,5	8,0	6,3
6,7	5,0	8,1	4,4

$$A/E = 0,970$$

In der ersten Kolonne der Tab. I ist unter *B* die Lage der Brücke *C*, mittels der der Resonator in Resonanz mit dem erregenden System gebracht wird, in Millimeter angegeben. In der zweiten Kolonne unter *E* sind die Angaben des Thermoelements, das die Energie mißt, und in der dritten Kolonne unter *A* die Angaben des Thermoelements, das die Absorption mißt, angegeben; α ist der Restausschlag. In der vierten Kolonne sind die Angaben der dritten Kolonne um den Restausschlag vermindert wiedergegeben. Nach demselben Plane ist Tab. II konstruiert.

Tabelle II.

Propylalkohol $C_3H_7 \cdot OH$. $\lambda/2 = 330 \text{ mm}$ $m = 3,8 \text{ mg}$ $t^0 = 15,9^0$ $\alpha = 1,7$

<i>B</i>	<i>E</i>	<i>A</i>	<i>A</i> - α
0,5	5,0	8,0	4,3
1,0	8,5	8,0	6,3
1,4	14,7	10,5	8,8
1,7	19,7	15,0	13,3
2,0	31,3	23,0	21,3
2,3	44,0	32,7	31,0
2,6	55,6	38,0	36,3
2,9	49,5	34,0	32,3
3,2	41,0	27,5	25,8
3,5	27,0	18,2	16,5
3,9	18,0	12,9	11,2
4,5	8,3	6,8	5,1

IV. Die Messungen.

Die Absorption der elektischen Wellen wurde an fünf Alkoholen der Fettreihe; Methyl-, Äthyl-, Propyl-, Isobutyl- und Amyl-Alkohol für ein Wellenintervall von 285 mm bis 440 mm untersucht. Das Verhältnis der Absorption zur Energie wurde, aus den Resonanzkurven (die unmittelbar gemessen wurden) auf folgende Weise berechnet. Es wurde die Summe von *N* Ordinaten der Resonanzkurve der Absorption ΣA und die Summe von *N* dazu gehörenden Ordinaten der Resonanzkurve der Energie ΣE berechnet. Das Verhältnis dieser Summen diene als Maß *K* der Absorption:

$$K = \frac{\Sigma A}{\Sigma E}.$$

Alle Alkohole sind von der Firma Kahlbaum bezogen worden, und außerdem sind Äthyl- und Propylalkohol noch mit Anwendung von metallischen Kalzium destilliert worden.

Die Resultate der Messungen sind in den Tabbl. III—VII angeführt und in den Figg 8—12 graphisch dargestellt.

Tab. III gibt die Messungen für Methylalkohol wieder. In der ersten Kolonne ist die halbe Wellenlänge in mm angegeben; in der zweiten — das Verhältnis A/E , das die Absorption K des Alkohols charakterisiert; in der dritten Kolonne — die Maße des Tropfens in Milligramm; in der vierten — die Temperatur des Tropfens t° ; in der fünften — die Summe der logarithmischen Dekremente des erregenden Systems und des Resonators $\delta_1 + \delta_2$. Die übrigen Tabellen sind nach demselben Plan gebaut.

Tabelle III.

Methylalkohol $\text{CH}_3\cdot\text{OH}$

$\lambda/2$ mm	A/E	$m \cdot 10^{-3}$ g	t°	$\delta_1 + \delta_2$
285	0,240	4,40	17,8	0,0148
295	0,243	4,20	18,3	0,0159
300	0,238	4,00	18,8	0,0152
310	0,215	3,80	18,8	0,0155
320	0,186	3,60	18,6	0,0123
380	0,145	3,40	18,4	0,0136
340	0,149	5,57	18,5	0,0167
350	0,117	4,44	18,5	0,0162
360	0,089	4,31	18,4	0,0143
370	0,110	4,18	18,3	0,0144
380	0,123	4,05	18,3	0,0147
390	0,089	3,91	18,3	0,0138
400	0,058	3,78	18,3	0,0136
410	0,061	3,65	18,3	0,0133
420	0,051	3,51	18,3	0,0113
430	0,051	3,39	18,3	0,0126
440	0,055	3,33	18,3	0,0130

Fig. 8 stellt die Resultate der Messungen im Methylalkohol graphisch dar. Die Abszissen entsprechen den halben Wellenlängen, die Ordinaten — dem Verhältnisse von der Absorption zur Energie.

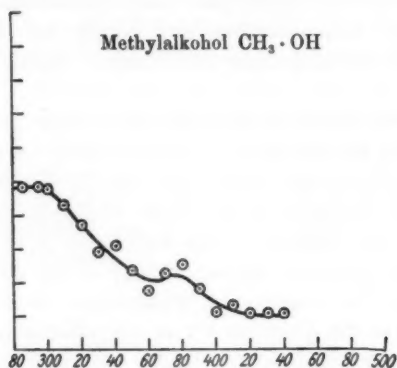


Fig. 8.

Tabelle IV.

Äthylalkohol $\text{C}_2\text{H}_5 \cdot \text{OH}$

$\lambda/2 \text{ mm}$	A/E	$m \cdot 10^{-3} \text{ g}$	t°	$\delta_1 + \delta_2$
285	0,777	4,1	15,8	0,0163
290	0,787	4,0	15,8	0,0160
295	0,788	3,9	15,8	0,0123
300	0,800	3,8	15,8	0,0148
310	0,674	3,9	15,7	0,0151
320	0,545	3,8	15,7	0,0144
330	0,533	4,2	15,4	0,0163
340	0,425	4,0	15,5	0,0145
350	0,395	3,9	15,6	0,0122
360	0,388	3,8	15,7	0,0150
370	0,344	3,6	15,8	0,0129
380	0,329	3,5	15,7	0,0159
390	0,228	3,3	15,7	0,0127
400	0,216	4,6	17,2	0,0156
410	0,192	4,6	17,2	0,0110
420	0,222	4,6	17,2	0,0112
440	0,178	4,6	17,2	0,0125

In Tab. IV befinden sich die Angaben für Äthylalkohol.
 Fig. 9 stellt die Resultate der Messungen graphisch dar.

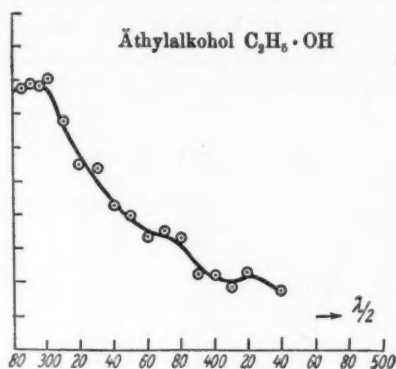


Fig. 9.

Tabelle V.

Propylalkohol $C_3H_7 \cdot OH$

$\lambda/2$ mm	A/E	$m \cdot 10^{-3} g$	t°	$\delta_1 + \delta_2$
285	1,010	4,0	15,9	0,0155
295	1,000	4,0	15,9	0,0150
300	0,845	3,9	15,9	0,0146
310	0,750	3,9	15,9	0,0137
320	0,633	3,8	15,9	0,0155
330	0,574	3,8	15,9	0,0138
340	0,533	4,0	16,1	0,0139
350	0,473	4,0	16,2	0,0131
360	0,434	4,0	16,3	0,0142

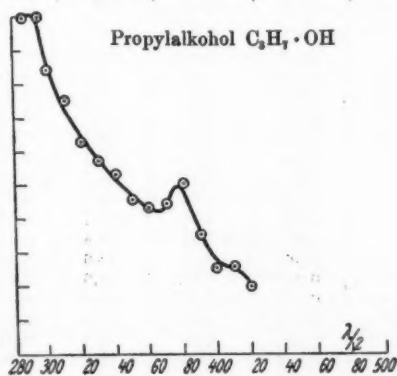


Fig. 10.

Tab. V und Fig. 10 beziehen sich auf Propylalkohol;
Tab. VI und Fig. 11 — auf Isobutyl — und Tab. VII nebst
Fig. 12 — auf Amylalkohol.

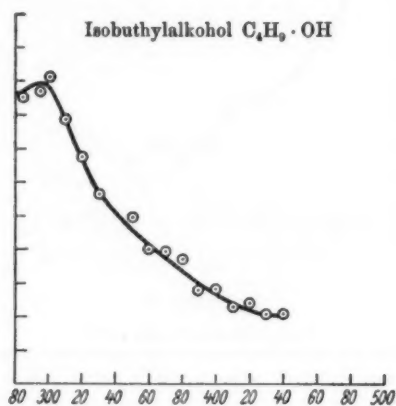


Fig. 11.

Tabelle VI.

Isobutylalkohol $C_4H_9 \cdot OH$

$\lambda/2$ mm	A/E	$m \cdot 10^{-3} g$	t°	$\delta_1 + \delta_2$
285	0,851	5,00	17,6	0,0170
295	0,872	4,96	17,8	0,0150
300	0,907	4,91	18,0	0,0144
310	0,788	4,87	18,2	0,0149
320	0,679	4,82	18,4	0,0158
330	0,565	4,78	18,4	0,0170
340	0,505	4,73	18,6	0,0143
350	0,492	4,69	18,8	0,0153
360	0,405	4,65	18,7	0,0134
370	0,386	4,61	18,6	0,0141
380	0,366	4,57	18,6	0,0129
390	0,285	4,53	18,6	9,0144
400	0,278	4,49	18,6	0,0125
410	0,241	4,40	18,0	0,0121
420	0,236	4,20	18,1	0,0127
430	0,213	4,10	18,2	0,0123
440	0,212	4,00	18,2	0,0130

Tabelle VII.
Amylalkohol $C_5H_{11} \cdot OH$

$\lambda/2$ mm	A/E	$m \cdot 10^{-3} g$	t^0	$\delta_1 + \delta_2$
285	0,678	4,40	18,0	0,0174
295	0,691	4,39	18,3	0,0141
300	0,664	4,38	18,6	0,0141
310	0,630	4,37	18,7	0,0169
320	0,448	4,35	18,8	0,0144
330	0,488	4,34	18,8	0,0159
340	0,487	4,33	18,9	0,0164
350	0,395	4,32	18,9	0,0147
360	0,372	4,30	18,8	0,0131
370	0,392	4,29	18,8	0,0153
380	0,321	4,28	18,8	0,0125
390	0,284	4,27	18,8	0,0092
400	0,214	4,25	18,8	0,0147
410	0,223	4,24	18,8	0,0158
420	0,211	4,23	18,8	0,0138
430	0,217	4,22	18,8	0,0130
440	0,182	4,20	18,8	0,0142

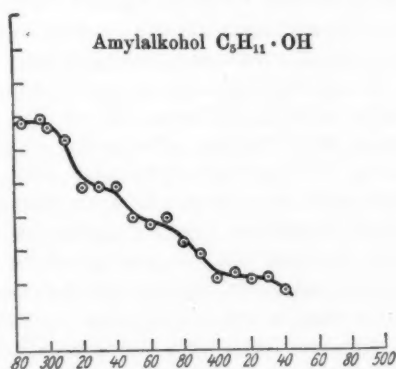


Fig. 12.

VI. Die Resultate.

Die erhaltenen Kurven zeigen, daß für alle untersuchten Alkohole wir eine starke Abhängigkeit der Absorption von der Wellenlänge finden, wobei in der Nähe der halben Wellenlänge von 285 mm sich ersichtlich ein Gebiet maximaler Absorption befinden muß. Um über dieses fortzuschreiten und

in ein Bereich geringerer Absorption einzutreten, müssen Absorptionsmessungen in kürzeren Wellen gemacht werden. Diese Messungen konnten nicht ohne Erbauung eines neuen Apparates gemacht werden, da der in dieser Schrift beschriebene nicht für kürzere Wellen adoptiert werden konnte¹⁾. Aber auch die erhaltenen Resultate zeigen, daß wir in diesem Bereiche eine selektive Absorption der elektrischen Wellen durch die Alkohole haben. In dem untersuchten Intervalle kommt nur ein Teil eines Absorptionsstreifens zu liegen, wenn wir die kleinen Maxima und Minima der Absorption unbeachtet lassen, die in verschiedenen Teilen der untersuchten Kurven zu beobachten sind. Die Schärfe dieser sekundären Maxima ist in verschiedenen Fällen sehr inkonstant. Bei wiederholten Beobachtungen treten sie zuweilen mit größerer Bestimmtheit, zuweilen mit geringerer hervor: zuweilen werden sie ganz abgeglättet. Wenn sie aber zu beobachten sind, übersteigen sie weit die möglichen Fehlergrenzen, so daß die oben angezeigte Inkonstanz durch andere Ursachen erklärt werden muß. Sie kann von der Dissoziation oder der Assoziation der Alkoholmoleküle, deren Größe verschieden ausfallen kann, je nach den Bedingungen in welchen das Alkohol sich vor dem Momente der Beobachtung befand, abhängen. Wenn das Alkohol vor der Beobachtung der Wirkung elektrischer Wellen anderer Länge ausgesetzt wurde, oder sich unter dem Einfluß von Temperaturwirkungen oder eventuell noch von anderen Einwirkungen befand, so können solche Ursachen auf den Zustand der molekularen Gruppen die für eine gegebene Wellenlänge resonieren, Einfluß hat. Die Bildung von Solvaten, die Assoziation und Dissoziation der molekularen Gruppen wird auf diese Weise von den Zuständen, die das Alkohol bis zum Moment der Beobachtung durchlebt hat, abhängen und deshalb kann auch die Menge der resonierenden Gruppen von gegebener Beschaffenheit bei scheinbar gleichen Versuchsbedingungen verschieden sein, was eben auf die Größe und die Lage der Absorptionsmaxima Einfluß haben kann.

Was den allgemeinen Charakter der Absorptionskurven

1) Die Erbauung solch eines Apparates ist jetzt im Gange.

anbetrifft, die nach der Methode des Tropfens erhalten wurden, so unterscheiden sie sich von den nach der Methode des Trogs erhaltenen Kurven nur durch ihre Einzelheiten, wozu, wie gesagt, genügende Ursachen vorhanden sein können. Diese Angelegenheit zeigt, daß die Methode des Tropfens, die in dieser Arbeit angewandt ist, befriedigende Resultate liefert.

Die Messungen, die für Alkohole ausgeführt wurden, zeigen, daß wir für diese Alkohole im untersuchten Intervalle keine engen Absorptionsstreifen finden. Dies kann entweder von dem abhängen, daß die angewandten Wellen nicht genügend monochromatisch waren oder von dem, daß die Dämpfung der molekularen Resonatoren in den Alkoholen nicht genügend klein ist:

Im ersten Falle — wenn die Dämpfung der Wellen zu groß ist — wird solch eine Welle den Resonator auch noch dann erregen, wenn ihre Periode bedeutend von der Periode des Resonators abweicht. Im zweiten Falle wird ebenso ein Resonator mit großer Dämpfung nicht nur von einer Welle von gleicher Periode, sondern auch von Wellen die sich bedeutend in dieser Hinsicht von ihm unterscheiden erregt. Wie aus der fünften Kolonne der Tab. III bis VII ersichtlich ist, vermindert sich allmählig die Dämpfung der angewandten Wellen zu den längeren Wellen hin, wobei die Dämpfung der kürzeren Wellen ungefähr um 30 Proz. größer ist, als die der längeren. Die Veränderung der Dämpfung, die für eine und dieselbe Welle in verschiedenen Fällen zufälliger Ursachen wegen beobachtet wird, überschreiten nicht 10 Proz., weshalb wir keinen Einfluß dieser Änderung auf die Absorption der elektrischen Wellen erwarten können. Es gibt auch in der Tat das erhaltene Material keinen Hinweis in dieser Richtung.

Die schließlichen Resultate können so formuliert werden:

1. Es wurde eine Methode zur Bestimmung der Absorption der elektrischen Wellen in einer kleinen Menge Flüssigkeit ausgearbeitet.

2. Es wurde ein Thermoelement konstruiert, das für die Registrierung der Erwärmung der Flüssigkeit, die durch die Absorption der elektrischen Wellen verursacht wird, bequem

ist, und frei von der Einwirkung der schädlichen Induktionsströme ist.

3. Es wurde die Absorption der elektrischen schwach gedämpften Wellen in den Alkoholen der Fettreihe untersucht.

4. Es wurde in dem Wellenintervalle von $\lambda/2 = 285$ mm bis $\lambda/2 = 440$ mm selektive Absorption für alle untersuchten Alkohole gefunden.

Moskau 1917.

(Eingegangen 10. April 1922.)

4. *Serienzusammenhänge im Bogenspektrum des Chroms;* *von H. Gieseler.*

Die Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Prof. Paschen unternommen. In einer Dissertation von Richter¹⁾ fanden sich schon einige Hinweise auf Gesetzmäßigkeiten, außerdem wurden mir liebenswürdigerweise von Herrn Prof. Paschen Aufzeichnungen zur Verfügung gestellt, die Zusammenstellungen einiger häufig vorkommender Differenzen enthielten; trotzdem gelang es zunächst nicht, die Linien in ein Rydbergsches Schema einzuordnen. Auch waren die Zeemaneffekte völlig andere als die bereits für Dublets und Triplets bekannten. Erst mit Hilfe der Landéschen²⁾ Theorie gelang es, auf Grund der Zeemaneffekte die Gruppen übersichtlich zu ordnen und Serienzusammenhänge nachzuweisen.

Experimentelles.

Die Messungen der Zeemaneffekte wurden zur Hauptsache an einer Chromaufnahme gemacht, welche S. Popow im Tübinger Institut mit der dort befindlichen großen Gitteraufstellung gemacht hat. Die Aufnahme ist in Luft gemacht worden. Als Elektroden dienten Kohlenlamellen, die in einer Schmelze von Silbernitrat und Chromnitrat gekocht worden waren. Die Stärke des magnetischen Feldes betrug 37 750 Gauss. Außerdem stand noch eine zweite Aufnahme zur Verfügung, die von mir ebenfalls mit der Gitteraufstellung und dem Elektromagneten des Instituts, aber im Vakuum gemacht wurde. Als Elektroden dienten Metallplättchen, die aus einer von Herrn Dr. Schüler angegebenen Mischung aus Chrom- und Magnesiumpulver gepreßt wurden. Stärke des magnetischen Feldes: 32 830 Gauss. Da die Aufnahme bedeutend lichtschwacher war, als die Popowsche wurde sie mehr zur Orientierung als zur Messung be-

1) Richter, Diss. Göttingen 1914.

2) A. Landé, Über den anomalen Zeemaneffekt. Zeitschr. f. Physik. 5. Heft 4. S. 231. 1921.

nutzt. Dann wurde noch eine Aufnahme ohne Magnetfeld mit der Gitteraufstellung gemacht. Als Lichtquelle diente eine nach Angaben von Herrn Dr. Back konstruierte Abreißfunkenlampe mit Elektroden aus metallischem Chrom. Die Aufnahme wurde in Wasserstoff von geringem Druck gemacht, um das Auftreten der Banden zu vermeiden.

Den Schlüssel zum Chromspektrum geben die $3a/2$ Gruppen, wie sie ähnlich schon bei andern Elementen, z. B. Ca, Ba, Sr gefunden wurden. Im Bogenspektrum des Chroms finden sich drei solche Gruppen. Sie bestehen aus je zwölf Linien, die sich in ein Rydbergsches Schema ordnen lassen. Die Linien sind im folgenden in ein Rydbergsches Schema geordnet angegeben und zwar ist bei jeder Linie erst die Intensität, dann λ_{Luft} in Å.-E. und darunter $\nu = 10^8 \lambda^{-1}_{\text{vak}}$ angegeben. Die Zeemaneffekte der Gruppe, soweit sie nicht in der Tabelle der Zeemaneffekte, die der Arbeit beigegeben ist, enthalten sind, wurden aus Richter entnommen. Zwischen jeder Vertikal- und Horizontalreihe ist im Durchschnitt die Differenz angegeben, die diese Reihe Linien von der nächsten trennt. Unter jeder Reihe sind die dazugehörenden Quantenzahlen K^1 angegeben, wie sie sich auch in Übereinstimmung mit anderen Zeemaneffekten ergeben haben. Zur Festlegung der K -Quanten möchte ich noch bemerken, daß ich mich zuerst veranlaßt fühlte, den Termen die Quanten $2, 1, 0, -1, -2$ zuzuschreiben und somit die azimutale Quantenzahl $n = 2$ für den p -Term (da $K \leq n$) festzuhalten. Die Aufspaltungen dieser Gruppe geben ja auch keinen weiteren Aufschluß über die Anzahl der Quanten bei den einzelnen Linien, denn sämtliche zeigen als magnetisches Aufspaltungsbild ein einfaches Triplett. Erst die magnetischen Aufspaltungsbilder der Linien, die den später gefundenen Gruppen angehören bei 4651 und 4351 zeigten in der Anzahl der π - und σ -Komponenten ein Maß für die Zahl der Quanten. Demgemäß habe ich die inneren Quanten $4, 3, 2, 1, 0$ für die p -Terme festgelegt und die azimutale Quantenzahl n erhöht.

Sämtliche Linien dieser Gruppen haben im Magnetfeld die Aufspaltung $3a/2$. Von der dritten Gruppe konnten die Linien 2899,314; 2896,862; 2911,251 nicht gemessen werden. Die Gruppe ist sehr schwach und wird von einer stärkeren Gruppe

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Physik 63. S. 221. 1920.

			6 3916,384 25526,68		0 82,52	$-p_0'$		
		7 3921,187 25495,38	5 3903,306 25612,20	6 3894,179 25672,22	1 118,24	$-p_1'$		
	8 3928,786 25446,07	6 3903,091 25618,57	6 3885,361 25730,49		2 129,66	$-p_2'$		
5 3941,639 25863,14	7 3908,902 25575,51	6 3883,41 25743,41			3 144,49	$-p_3'$		
9 3919,314 25507,60	6 3886,936 25720,03				4	$-p_4'$		
4	212,4	3	167,7	2	116,87	1	60,02	0
p_4	p_3	p_2	p_1	p_0				

			3 2992,016 33412,75		0 64,54	$-p_0''$
		8 2996,691 33360,57	2 2986,247 33479,29	4 2980,911 33587,25	1 119,87	$-p_1''$
	3 3001,103 33311,57	3 2985,980 33480,31	3 2975,595 33597,29		2 167,18	$-p_2''$
3 3005,167 33266,47	8 2986,114 33478,75	4 2971,218 33646,69			3 206,97	$-p_3''$
8 2986,592 33473,86	3 2967,762 33685,80				4	$-p_4''$
4 212,96 3 167,79 2 116,85 1 59,96 0						
p_4	p_3	p_2	p_1	p_0		

des Funkens überlagert. Es besteht aber wohl kein Zweifel, daß auch diese Linien die verlangte Aufspaltung zeigen werden, weil sie mit den übrigen die bekannten Differenzen bilden. Analog den Gruppen im Ca, Ba, Sr kann man auch diese als eine Kombination von p -Termen ansehen. Die Kombination $p_1 p_1' (K=0; K'=0)^1$ fällt aus. Wir würden es also beim Chrom mit fünf verschiedenen p -Termen mit den Quanten: 4 bis 0 zu

1) A. Landé, Phys. Zeitschrift 22. S. 414. 1921. Auswahlregel B'.

			2 2905,591 34406,48		0 74,49	$-p_0'''$
		2 2909,166 34364,26	1 2899,314 34480,97	2 2894,278 34540,97	1 145,92	$-p_1'''$
	3 2911,012 34342,43	2 2896,862 34510,25	1 2887,100 34626,88		2 209,54	$-p_2'''$
2 2911,251 34339,60	2 2893,359 34551,99	2 2879,883 34719,69			3 260,06	$-p_3'''$
3 2889,372 34599,68	2 2871,745 34812,03				4	$-p_4'''$
4 212,37 3 167,73 2 116,70 1 60,00 0						
p_4	p_3	p_2	p_1	p_0		

tun haben. Eigentümlicherweise sind die p''' -Terme der dritten $3a/2$ Gruppe weiter auseinandergezogen als die p'' -Terme der zweiten Gruppe. Schon bei den Termen $p_6''p_4''p_3''$ zeigt sich diese weitere Aufspaltung gegenüber den entsprechenden p' -Termen.

Die Differenzen, die zwischen den Linien der Horizontalreihen auftreten, habe ich im weiteren Spektrum nicht mehr gefunden; die Differenzen der Vertikalreihen kommen jedoch noch häufig vor. Zunächst bei verschiedenen Gruppen, die man als Glieder von pd -Serien bezeichnen kann, weil die Linien der Gruppen im Bogen und Funken nahezu gleiche Intensität zeigen. Ich habe im Chrom zwei verschiedene pd -Serien gefunden. Bei beiden Serien treten die aus den $3a/2$ Gruppen bekannte Differenzen der p -Terme auf in Verbindung mit neuen Differenzen. Ein Glied der pd^1 -Serie liegt bei 4373,424. Die Gruppe wird in der gleichen Schreibweise wieder gegeben wie die $3a/2$ Gruppen. Mit der Erhöhung der azimutalen Quantenzahl n für den p -Term geht Hand in Hand die Erhöhung der azimutalen Quantenzahl für den d -Term ($n = 5$). Die zweite pd -Serie hat die azimutale Quantenzahl $n = 3$, jedoch andere Aufspaltungsfaktoren g als der bisher bekannte d -Term $n = 3$, der die I. N.-S. bildet.

Von den meisten Linien sind die Zeemaneffekte gemessen und, soweit sie nicht Richter entnommen sind, in der Tabelle

		6	8	8.	1	$-d_1^1$
		4373,424	4351,218	4339,887		
		22859,07	22975,72	23035,75	71,47	
	5	8	5		2	$-d_2^1$
	4391,923	4359,795	4337,728			
	22862,81	22980,52	23047,21		106,60	
4	8	8			3	$-d_3^1$
4412,421	4371,448	4429,618				
22657,04	22869,43	23037,12			140,94	
8	10				4	$-d_4^1$
4385,146	4344,672					
22798,00	23010,85				173,86	
10					5	$-d_5^1$
4351,946						
22971,86						
<hr/>						
4	212,37	3	167,7	2	116,67	1 60,03 0
<hr/>						
p_4	p_3	p_2	p_1	p_0		

angegeben. Da die Aufspaltung für die p -Terme: $g = 3/2$ bekannt war, ließen sich nach der Landéschen Theorie die magnetischen Aufspaltungsfaktoren g für die d^1 Terme berechnen.

Term	K	g
d_1^1	1	0
d_2^1	2	1
d_3^1	3	$5/4$
d_4^1	4	—
d_5^1	5	—

Die Aufspaltungsfaktoren für d_4^1 und d_5^1 lassen sich wegen der sehr komplizierten Typen der Zeemaneffekte nicht berechnen. Die Zugehörigkeit der Linie 4351,946 zu der Gruppe wurde angenommen, weil sie einen sehr komplizierten Zeemaneffekt zeigt und außerdem ihrer Intensität nach zu der Gruppe zu gehören scheint. In der folgenden Tabelle sind die Zeemaneffekte nach der Landéschen Theorie berechnet und der Beobachtung gegenübergestellt.

Die eingeklammerten Ziffern bedeuten π -Komponenten. Besonders bei den ersten Linien der Gruppe, wo der geringen Quantenzahl wegen die Zeemaneffekte noch gut zu messen sind, ist die Übereinstimmung sehr gut. (0)0 zeigt an, daß die Linie im Magnetfeld unverändert bleibt und sowohl senkrecht

	$p_4(g = \frac{3}{2})$	$p_3(g = \frac{3}{2})$	$p_2(g = \frac{3}{2})$	$p_1(g = \frac{3}{2})$	$p_0(g = \frac{3}{2})$
Theorie			$\frac{(0)(3)036}{2}$	$\frac{(3)03}{2}$	$(0)0$
$d_1^1(g = 0)$			$\frac{(0)(3)036}{2}$	$\frac{(3)03}{2}$	$(0)0$
Beob.					
Theorie		$\frac{(0)(1)(2)12345}{2}$	$\frac{(1)(2)1234}{2}$	$\frac{(0)(1)123}{2}$	
$d_1^1(g = 1)$			$\frac{(1)(2)1234}{2}$	$\frac{(0)(1)123}{2}$	
Beob.		—			
Theorie	$\frac{(0)(1)(2)(3)456789}{4}$	$\frac{(1)(2)(3)45678}{4}$	$\frac{(0)(1)(2)34567}{4}$		
$d_3^1(g = \frac{5}{4})$		$\frac{(2)(3)3...78}{4}$	$\frac{(0)(1)345}{4}$		
Beob.					

wie parallel polarisiert ist. Demgemäß mußte g für den d -Term $= 0$ gesetzt werden, was auch mit den übrigen Zeemaneffekten von $d_1^1 p_1$ und $d_1^1 p_2$ übereinstimmt.

Ein anderes Glied dieser $p d^1$ -Serie findet sich bei 3031 463. Es ist jedoch sehr schwer diese Gruppe herauszuschälen, da sie von einem Glied einer $p d^1$ -Serie überlagert wird und außerdem von einer starken Funkengruppe.

		2	2	2	1	$-d_1^1$
		3031,463	3020,826	3015,308		
		32977,94	33094,06	33154,63	65,30	
			3		2	$-d_2^1$
			3014,877		114,25	
			33159,36			
	3	2			3	$-d_3^1$
	3080,357	3015,045			188,48	
	32990,01	33157,49				
3	2				4	$-d_4^1$
3037,161	3017,691				168,68	
32916,07	33128,49					
3					5	$-d_5^1$
3021,679						
33084,75						
<hr/>						
4	212,42	3	167,47	2	116,12	1 60,57 0
<hr/>						
p_4	p_3	p_2	p_1	p_0		

Sicher ist die Übereinstimmung der Zeemaneffekte der Linien 3031,463; 3020,826; 3015,308 mit den entsprechenden der vorhergehenden Gruppe. Die Zugehörigkeit der übrigen Linien wurde angenommen, weil die bekannten Differenzen hier wieder auftreten. 3037,161; 3017,691; 3021,679 zeigen außerdem sehr komplizierte Zeemaneffekte, die auf eine höhere Quantenzahl schließen lassen; 3037,161 ohne mittlere π -Komponente.

Außer diesen zwei, wahrscheinlich zu einer Serie gehörenden Gruppen, finden sich noch andere Kombinationen im Chrom, die ich einer $p d^{\text{II}}$ -Serie zugeordnet habe. Die Linien zeigen ebenfalls im Bogen und Funken nahezu gleiche Intensität. Die Zeemaneffekte sind andere wie bei der $p d^{\text{II}}$ -Serie und die Aufspaltungsfaktoren g der d^{II} -Terme sind ebenfalls andere, wie bei der d^{I} -Serie. Die Glieder dieser zweiten $p d$ -Serie zeichnen sich von der ersten auch noch dadurch aus, daß sie im konstanten Abstand noch ein Triplet haben, welches von einem Einzelterm P_3 mit dem Quant $K = 2$ gebildet wird. Wir haben also bei dieser Serie 6 p -Terme. Der d^{II} -Term tritt hingegen nur dreiquantig auf, wenigstens gelang es nicht, weitere Linien zu finden, die man noch zu den einzelnen Gruppen hätte hinzurechnen können.

		9	8	7	8	1	$- d_1^{\text{II}}$
		4651,462	4626,357	4613,540	4580,218		
		21492,72	21609,33	21669,36	21826,96	163,72	
	9	8	8		8		$- d_2^{\text{II}}$
	4652,339	4616,303	4591,57		4546,218	2	
	21488,65	21656,41	21773,07		21990,69	240,12	
8	7	6			7	3	$- d_3^{\text{II}}$
4646,351	4600,929	4565,631			4497,025		
21516,34	21728,79	21896,50			22230,82		
4	212,45	3	167,74	2	116,63	1	60,03
						0	157,6
P_4	P_3	P_2	P_1	P_0	P_2		

Horizontal haben wir wieder die bekannten p -Differenzen, nur tritt noch der neue Term P_2 hinzu. Die vertikal auftretenden Differenzen sind neu. Fast alle Zeemaneffekte der Gruppe wurden gemessen und aus ihnen die Aufspaltungsfaktoren g berechnet.

Term	K	g
d_1^{II}	1	$\frac{5}{2}$
d_2^{II}	2	$\frac{11}{6}$
d_3^{II}	3	$\frac{5}{3}$

	$p_4 (g = \frac{3}{2})$	$p_5 (g = \frac{3}{2})$	$p_6 (g = \frac{3}{2})$	$p_7 (g = \frac{3}{2})$	$p_8 (g = \frac{3}{2})$	$P_3 (g = 2)$
Theorie $d_1^{11} (g = \frac{3}{2})$ Beob.			$\frac{(0)(2)135}{2}$ $\frac{(0)(2)135}{2}$	$\frac{(2)35}{2}$ $\frac{(2)35}{2}$	$\frac{(0)5}{2}$ $\frac{(0)5}{2}$	$\frac{(0)(1)845}{2}$ $\frac{(0)(1)845}{2}$
Theorie $d_2^{11} (g = \frac{3}{2})$ Beob.			$\frac{(2)(4)791113}{6}$ $\frac{(2)(4)791113}{6}$	$\frac{(0)(2)91113}{6}$ $\frac{(0)(2)1113}{6}$		$\frac{(1)(2)10111213}{6}$ $\frac{(1)(2)10...13}{6}$
Theorie $d_3^{11} (g = \frac{3}{2})$ Beob.	$\frac{(0)(1)(2)(3)6789101112}{6}$ $\frac{(0)(1)(2)(3)678}{6}$	$\frac{(1)(2)(3)789101112}{6}$ $\frac{(1)...(3)7...11}{6}$	$\frac{(0)(1)(2)89101112}{6}$			$\frac{(0)(1)(2)34567}{3}$ $\frac{(0)(1)(2)34}{3}$

In der Tabelle auf S. 154 wurden die Zeemaneffekte nach der Landéschen Theorie berechnet und der Beobachtung gegenübergestellt. Die Übereinstimmung ist besonders bei den Gliedern mit niedriger Quantenzahl eine sehr gute.

Ein anderes Glied der Serie liegt bei 3029,277.

		3	3	3	3	1	$-d_1^{II}$			
		3029,277	3018,606	3013,152	2998,912					
		33001,77	33118,39	33178,39	33335,89	52,54				
	2	4	4		2		$-d_2^{II}$			
	3039,886	3024,468	3013,838		2994,182	2				
	32886,62	33054,35	33170,80		33388,54	60,55				
5	3	2			1		$-d_3^{II}$			
3053,987	3034,303	3018,918			2988,781	3				
32784,73	32947,08	33114,99			33449,18					
4	212,35	3	167,82	2	116,53	1	60,00	0	157,5	2
p_4	p_3	p_2	p_1	p_0	p_3					

Auch von diesem Gliede sind die Zeemaneffekte zum Teil gemessen¹⁾ und in Übereinstimmung mit den magnetischen Aufspaltungsbildern des andern Gliedes der $p d^{II}$ -Serie gefunden. Als drittes Glied dieser Serie könnte eine Gruppe von Linien bei 2761,85 in Betracht kommen. Zeemaneffekte konnten wegen der geringen Intensität der Linien nicht beobachtet werden. Auffallend ist, daß die Differenzen der d^{II} -Terme bei diesem Gliede größer werden, als bei dem vorhergehenden.

		3	3	Theorie	4	1	$-d_1^{II}$			
		2761,85	2752,960	2748,429	2736,570					
		36197,12	36313,99	36373,99	36581,55	61,16				
	6	4	Theorie	gemess. 3 u.	5	2	$-d_2^{II}$			
	2770,006	2757,192	2748,323	2748,379	2732,000					
	36090,53	36258,28	36375,15	36374,48	36592,63	72,51				
8	3	1			5	3	$-d_3^{II}$			
2780,787	2764,445	2751,689			2726,595					
35950,66	36163,09	36330,74			36665,19					
4	212,43	3	167,7	2	116,37	1	60,00	0	157,56	2
P_4	P_3	P_2	P_1	P_0	P_3					

Die Linien 2748,429 und 2748,329 konnten nicht getrennt gemessen werden. Die gemessene Linie 2748,379 liegt genau zwischen den beiden theoretisch berechneten.

1) Vgl. beigelegte Tabelle der Zeemaneffekte.

Außer bei den beiden p - d -Serien kommen die p -Differenzen in Verbindung mit dem Einzelterm noch bei einer sehr starken Gruppe vor. Das Triplet, das der Einzelterm P_2 in dieser Gruppe bildet, tritt nach de Wetteville¹⁾ sogar in der Flamme auf. Wir scheinen es hier also mit einem Grundglied zu tun zu haben. Deshalb habe ich die vertikal auftretenden Differenzen als Differenzen der s -Terme angesehen.

12	10	7			12	8	$-s_3$			
5409,995	5348,519	5300,932			5208,598					
18479,27	18692,26	18860,03			19193,79	8,41				
	10	10	8		12	2	$-s_2$			
	5345,998	5298,28	5265,893		5206,215					
	18700,47	18868,28	18984,95		19202,55	5,64				
		10	10	8	12	1	$-s_1$			
		5296,873	5264,332	5247,741	5204,692					
		18873,91	18990,58	19050,59	19208,20					
<hr/>										
4	212,39	3	167,68	2	116,67	1	60,01	0	157,61	2
<hr/>										
P_4	P_3	P_2	P_1	P_0	P_2					

Die Zeemaneffekte konnten nur von 5208,599 und 5206,215 gemessen werden, letztere Linie aber schon stark gestört. 5247,741; 5264,332; 5296,873 konnten aus Hartmann²⁾ entnommen werden, so ließen sich wenigstens die Aufspaltungsfaktoren von s_3 und s_1 berechnen.

Term	K	g
s_3	3	$5/3$
s_2	2	
s_1	1	$7/3$

Zu bemerken ist noch, daß der s -Term mit wachsender Quantenzahl zunimmt, während der d -Term bei beiden Serien mit wachsender Quantenzahl abnimmt. Weitere Glieder der Serie habe ich nicht gefunden.

Eine nicht sehr starke Gruppe möchte ich noch erwähnen bei 2557,230. Die Terme, die in dieser Gruppe mit den bekannten p -Termen Kombinationen bilden, wachsen im Sinne der s -Terme. Es fehlt jedoch das Triplet, welches von dem Einzelterm gebildet wird. Da die Zeemaneffekte nicht zu

1) De Wetteville, Phil. Trans. 204. S. 139, 168.

2) W. Hartmann, Diss. Halle 1907.

messen waren, ließ sich nicht feststellen, ob sie bisher bekannte Typen zeigen.

3 2591,938 38569,83	2 2577,748 38782,09	1 2566,638 38950,06		3 89,10				
	2 2571,836 38871,33	2 2560,789 39039,02	1 2553,136 39155,95	2 54,34				
		2 2557,230 39093,35	2 2549,60 39210,30	1 2545,724 39270,05				
4	212,36	3	167,85	2	116,94	1	59,75	0
p_4	p_3	p_2	p_1	p_0				

Zum Schluß möchte ich noch auf eine Gesetzmäßigkeit hinweisen, die nur zwischen den magnetischen Aufspaltungsfaktoren g der d^I - und d^{II} -Serie und den Faktoren g der bisher bekannten I. N. S. zu sein scheint. In der folgenden Tabelle sind die g -Werte zusammengestellt. In der sofort darunter befindlichen Tabelle sind die Differenzen der g -Werte gebildet, ausgehend von d^{II} .

K	d^{II}	I. N. S.	d^I
3	$\frac{5}{3}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{5}{4}$
2	$\frac{11}{6}$	$\frac{7}{6}$	1
1	$\frac{5}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
$K = 3$	$+\frac{4}{12}$	$+\frac{1}{12}$	
$K = 2$	$+\frac{4}{6}$	$+\frac{1}{6}$	
$K = 1$	$+\frac{4}{2}$	$+\frac{1}{2}$	

Die Differenzen zeigen deutlich eine gewisse Gesetzmäßigkeit. Der Nenner dieser Zahlen hängt von den jeweiligen K -Werten ab. Man kann ihn sich entstanden denken als $K(K+1)$, während der Zähler unabhängig von K ist und wahrscheinlich von der Quantenzahl n abhängt.

Bevor ich die Arbeit abschließen, möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Paschen, der mir die Anregung zu dieser Arbeit gegeben hat und mir bei der Ausführung derselben stets hilfreich zur Seite stand, meinen herzlichsten Dank ergebenst aussprechen.

Tabelle der Zeemaneffekte.

Die Tabelle enthält in der ersten Kolonne die Wellenlängen λ , die Kayser, Handbuch der Spektroskopie, Bd. 5 entnommen, sind und zwar ist aus den dort aufgeführten genauesten Messungen jeweils das Mittel genommen. Nur sehr wenige dort nicht angegebenen oder ungenau gemessenen Linien wurden von mir auf der feldfreien Aufnahme gemessen.

Kolonne 2 enthält unter π und σ die Aufspaltungen der parallel bzw. senkrecht zum Magnetfeld schwingenden Komponenten. Ihre Größe ist $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \cdot 10^{13} \cdot H =$ magnetische Feldstärke.

Die dritte Kolonne gibt die Zerlegung in Bruchteilen von $\alpha = 4,692$ an, wobei die eingeklammerten Zahlen die π -Komponenten bezeichnen.

Die vierte Kolonne enthält die nach dieser Zerlegung berechneten Größen $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \cdot 10^{13}$ zum Vergleich mit Kolonne 2.

Wellenl. λ in Å.-E.	Beobachtung		Zerlegung	Berechnet		Bemerkung
	π	σ		π	σ	
2871,745	0	7,08	$\frac{(0) 3}{2}$	0	7,04	2. Ord. gem.
2879,383	0	7,06	$\frac{(0) 3}{2}$	0	7,04	2. Ord. gem.
2889,372	0	6,98	$\frac{(0) 3}{2}$	0	7,04	2. Ord. gem.
2894,278	0	7,05	$\frac{(0) 3}{2}$	0	7,04	2. Ord. gem.
2911,012	0	7,18	$\frac{(0) 3}{2}$	0	7,04	2. Ord. gem.
2985,980	0	7,01	$\frac{(0) 3}{2}$	0	7,04	4. Ord.
2998,909	0	7,14	$\frac{(0)(1) 3 \ 4 \ 5}{2}$	0	7,04	
	2,12	9,87		2,85	9,88	
		11,28			11,73	
3013,152	0	11,46	$\frac{(0) 5}{2}$	0	11,75	4. Ord.
3013,838	0	5,51	$\frac{(0) (2) 7}{6}$	0	5,48	4. Ord.
	1,23			1,50		sehr schwach

Wellenl. λ in Å.-E.	Beobachtung		Zerlegung	Berechnet		Bemerkung
	π	σ		π	σ	
3017,691	0	3,90	(0) ... (3) 5 ...	0	3,91	4. Ord. kompl.
	:	:		:	:	
	2,09	:	6	2,35	:	
3018,606	3,53	7,01	(2) 3 5	4,69	7,05	4. Ord. sehr schwach, gestört
		11,28	2		11,75	
	Dif.	4,92	(2) ... (4) 7 ... 11		5,48	5. Ord. kompl.
3024,469	1,85	:		2,35	:	
		8,57	6		8,61	
	Pol. nicht erkennbar			0		3. Ord. schwach
3029,277	0		0 1 2	2,35		
		2,58	2	4,69		
		4,68				
	:	4,74	... (4) 6 ... 12	:	4,69	kompl.
3037,161	2,85	:		3,13	:	
		9,29	6		9,38	
	0	4,71				4. Ord. kompl.
3053,987	:	:				
	1,45					
			(0) 3	0	7,04	σ nur auf einer Seite gem.; überlagert von 3903,091
3903,306	0	6,92	2			
	0	2,33	(0) (1) 1 2 3	0	2,35	Nach Babcock ¹⁾ $\sigma \pm 6,89$ statt 8,07
4337,723	2,33	4,63	2	2,35	4,69	
		8,07			7,04	
	0	3,43	(0) (1) 3 4 5	0	3,52	teilw. überdeckt 2. Ord.
4339,618	1,25	4,61	4	1,17	4,69	
		5,75			5,86	
	Ohne Auf- spaltung π und σ 4339,858					kompl.
4339,887						
	0	4,81				Pol. undeutlich. Nach längeren λ 8,46 gem. nach kürzeren λ 9,33
4344,672	:	:				
	2,37	:				
	2,40	3,54		2,35	3,52	
4371,448	3,54	:	(2) (3) 3 ... 7 8	3,52	:	
		8,46			8,21	
		9,33	4		9,38	
	0	4,59	(0) (1) (2) 3 4	0	4,69	
4497,025	1,61	6,25		1,56	6,26	
	3,09		3	3,13		

1) H. D. Babcock, Astr. Journ. 38. 1911. Zit. nach Richter.

Wellenl. λ in Å.-E.	Beobachtung		Zerlegung	Berechnet		Bemerkung
	π	σ		π	σ	
4546,218	?	7,86 : 10,10	$\overline{(?) (2) 10 \dots 13}$ 6	1,56	7,88 10,95	
4580,218	0	7,14 2,29 9,44 11,56	$\overline{(0) (1) 3 4 5}$ 2	0	7,04 2,35 9,38 11,73	
4591,57	0	8,52 1,62 10,26	$\overline{(0) (2) 11 13}$ 6	0	8,60 1,50 10,17	sehr schwach
4600,929	1,10 : 2,52	5,61 : 8,49	$\overline{(1) \dots (3) 7 \dots 11}$ 6	0,78 2,35	5,47 8,61	sehr diffus
4613,540	0	11,82	$\overline{(0) 5}$ 2	0	11,75	
4616,303	1,49 3,11	5,35 7,09 8,45 10,2	$\overline{(2) (4) 7 9 11 13}$ 6	1,57 3,13	5,48 7,08 8,61 10,18	
4626,357	4,71	7,18 12,01	$\overline{(2) 3 5}$ 2	4,69	7,08 11,75	
4646,351	0 0,80 1,72 2,45	4,79 5,64 6,5	$\overline{(0) (1) (2) (3) 6 7 8}$ 6	0 0,78 1,57 2,35	4,69 5,49 6,25	3. Ord.
4651,462	0 4,68	2,22 6,89 12,18	$\overline{(0) (1) (2) 3 5}$ 2	0 4,69	2,35 7,04 11,73	
4652,339	0 1,71 3,67	3,67 5,63 7,22 8,93	$\overline{(0) (2) (4) 5 7 9 11}$ 6	0 1,57 3,13	3,91 5,48 7,04 8,61	
5206,215	2,92	9,19				kompl. gestört
5208,598	0 1,61 ?	4,48 : ?	$\overline{(0) (1) (2) 3}$ 3	0 1,56 3,13	4,89	

Tübingen, den 10. Juni 1922.

(Eingegangen 19. Juni 1922.)

